

# Μελέτη των ακτινοβολιακών ασταθειών και της επιτάχυνσης σωματιδίων σε συμπαγείς μαγνητισμένες πηγές



Διδακτορική διατριβή της  
Μαρία Πετροπούλου

Τμήμα Φυσικής  
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής  
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

Αθήνα, 2013

## Τριμελής επιτροπή

1. Απόστολος Μαστιχιάδης, Αναπληρωτής καθηγητής  
(Τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ)
2. Νεκτάριος Βλαχάκης, Επίκουρος καθηγητής  
(Τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ)
3. Tsvi Piran, Καθηγητής  
(Ινστιτούτο Φυσικής Racah, Πανεπιστήμιο Hebrew, Ισραήλ)

Ημερομηνία εξέτασης: Νοέμβριος 2013

Υπογραφή κύριου επιβλέποντα

Μαστιχιάδης Απόστολος

Αναπληρωτής καθηγητής



## Περίληψη

Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται σε δύο ερευνητικά αντικείμενα αστροφυσικού ενδιαφέροντος: σε πιθανές ακτινοβολιακές αστάθειες που μπορούν να αναπτυχθούν εντός συμπαγών πηγών ακτίνων γάμμα και στην ακτινοβολία μετάλαμψης που ακολουθεί τις πιο βίαιες εκρήξεις στο σύμπαν, δηλαδή των εκλάμψεων ακτίνων γάμμα (Gamma-Ray Bursts – GRBs).

Το πρώτο αντικείμενο, παρότι είναι περισσότερο θεωρητικού ενδιαφέροντος, έχει σημαντικές συνέπειες για αστροφυσικές πηγές, όπως οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (Active Galactic Nuclei – AGN). Αντί να μελετήσουμε τις εφαρμογές ακτινοβολιακών ασταθειών οι οποίες ανακαλύφθηκαν στο παρελθόν, στην παρούσα εργασία θα επικεντρωθούμε σε μια αστάθεια που ανακαλύφθηκε μόλις πρόσφατα και ονομάζεται ‘αυτόματη απορρόφηση/απόσβεση ακτίνων γάμμα’. Αρχικά, προσδιορίσαμε τις συνθήκες οι οποίες επιτρέπουν την ανάπτυξη της αστάθειας. Για το σκοπό αυτό, μελετήσαμε χρησιμοποιώντας αναλυτικές μεθόδους την ευστάθεια των λύσεων ισορροπίας οι οποίες περιγράφουν το φυσικό σύστημα: οι ακτίνες γάμμα, οι οποίες παράγονται μέσω κάποιου μη θερμικού μηχανισμού εκπομπής, εισέρχονται με σταθερό ρυθμό σε μια σφαιρική περιοχή η οποία περιέχει μαγνητικό πεδίο (η έντασή του θεωρείται ομοιόμορφη και η κατεύθυνσή του τυχαία), ενώ την ίδια στιγμή μπορούν να διαφύγουν από την περιοχή. Στη συνέχεια, προσδιορίσαμε την διαδικασία εκπομπής η οποία είναι υπεύθυνη για την εκπομπή ακτίνων γάμμα. Συγκεκριμένα, υποθέσαμε ότι οι ακτίνες γάμμα είναι το αποτέλεσμα ακτινοβολίας σύγχροτρον των δευτερογενών ηλεκτρονίων, τα οποία προέρχονται από την διάσπαση φορτισμένων πιονίων. Τα τελευταία παράγονται μέσω φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων σχετικιστικών πρωτονίων με το υπάρχον πεδίο φωτονίων. Με άλλα λόγια, μελετήσαμε

τις ιδιότητες της ‘αυτόματης απορρόφησης ακτίνων γάμμα’ στα πλαίσια ενός μαγνητισμένου σχετικιστικού λεπτοαδρονικού πλάσματος, δηλαδή ενός μαγνητισμένου πλάσματος που αποτελείται αρχικά από σχετικιστικά πρωτόνια, ηλεκτρόνια και, σε ορισμένες περιπτώσεις, φωτόνια. Χρησιμοποιώντας την ανάλυση ιδιοτιμών/ιδιοσυναρτήσεων για το γραμμικοποιημένο σύστημα εξισώσεων που περιγράφει το φυσικό σύστημα, προσδιορίσαμε τα κριτήρια που επιτρέπουν την ανάπτυξη της αστάθειας και δείξαμε ότι, αν αυτά ικανοποιούνται, τότε η δυναμική του συστήματος πρωτονίων-ηλεκτρονίων-φωτονίων μοιάζει με εκείνη ενός δυναμικού συστήματος ‘θηράματος-θηρευτή’. Σε ορισμένες περιπτώσεις, δείξαμε αναλυτικά ότι η καμπύλη φωτός και η ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων μεταβάλλονται περιοδικά με το χρόνο. Επίσης ελέγξαμε τα αναλυτικά μας αποτελέσματα έναντι εκείνων στα οποία καταλήξαμε κάνοντας χρήση της αριθμητικής επίλυσης του πλήρους συστήματος των εξισώσεων. Τέλος, εφαρμόσαμε τις ιδέες της ‘αυτόματης απόσβεσης ακτίνων γάμμα’ στους μπλέιζαρ ακτίνων γάμμα που αποτελούν μια υποκατηγορία των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Στόχος μας ήταν να χρησιμοποιήσουμε την αστάθεια της ‘αυτόματης απόσβεσης’ για να περιορίσουμε τον παραμετρικό χώρο που χρησιμοποιείται στη μοντελοποίηση της ακτινοβολίας από τους μπλέιζαρ. Συγκεκριμένα, επιλέξαμε τον κβάζαρ 3C 279 ο οποίος αποτελεί ένα πρωτότυπο αυτής της κλάσης ενεργών γαλαξιών.

Το δεύτερο ερευνητικό αντικείμενο σχετίζεται με την μακράς διάρκειας πολυχυματική ακτινοβολία που ακολουθεί την ίδια την έκλαμψη ακτίνων γάμμα, και η οποία είναι πλέον γνωστή ως ‘ακτινοβολία μετάλαμψης’. Η θεωρητική κατανόηση της φυσικής που διέπει την φάση της μετάλαμψης άλλαξε ριζικά μετά τις πρώτες παρατηρήσεις ακτίνων X που πραγματοποιήθηκαν από το δορυφόρο *Swift*, που τελικά αποκάλυψαν μια ολόκληρη νέα κλάση καμπύλων φωτός στις ακτίνες X. Ένα από τα νέα χαρακτηριστικά είναι ότι η ροή ακτινοβολίας στις ακτίνες X, γενικά, δεν ελαττώνεται ακολουθώντας έναν απλό νόμο δύναμης με το χρόνο αλλά αποτελείται από πολλά διαφορετικά τμήματα που το καθένα έχει το δικό του νόμο δύναμης. Στο δεύτερο τμήμα της παρούσας εργασίας προσπαθήσαμε να δώσουμε μια φυσική εξήγηση της παρατηρούμενης

φαινομενολογίας των καμπυλών φωτός στις ακτίνες X. Συγκεκριμένα, δείξαμε ότι διαφορετικές μορφολογίες στις καμπύλες φωτός των ακτίνων X μπορούν να αποκτηθούν εντός του τυπικού μοντέλου που περιγράφει την ακτινοβολία στη φάση της μετάλαμψης, αρκεί να θεωρήσει κανείς την μέγιστη ενέργεια των ακτινοβολούντων ηλεκτρονίων ελεύθερη παράμετρο, η οποία μπορεί να πάρει ένα μεγάλο εύρος τιμών. Για παράδειγμα, δείξαμε ότι καμπύλες φωτός ακτίνων X που επιδεικνύουν μια πολύ αργή ελάττωση της ροής (φάση 'οροπεδίου') μπορούν να προκύψουν αν θεωρήσει κανείς ότι η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι μερικές φορές πιο μεγάλη από την ελάχιστη τους. Αντιθέτως, αν η κατανομή των ηλεκτρονίων εκτείνεται σε πολύ υψηλές ενέργειες, βρήκαμε ότι οι καμπύλες φωτός έχουν την μορφή ενός απλού νόμου δύναμης και ότι η εκπομπή στις ακτίνες X μέχρι και σε πολύ μεγάλους χρόνους αποδίδεται στην σύγχροτρον ακτινοβολία των ηλεκτρονίων.

Στους γονείς μου για την συνεχή υποστήριξη και υπομονή τους

Θέλω να ζήσω όπως τα αστέρια που ξεψύχησαν μέσα στο φως κάποιου  
αφιλόξενου και μακρινού ουρανού ...  
*Τρύπες, 1996*

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντά μου καθηγητή Απόστολο Μαστιχιάδη όχι μόνο για την καθοδήγηση και την υποστήριξή του αλλά και για τις εποικοδομητικές συζητήσεις που είχαμε κατά την τριετή περίοδο της διδακτορικής μου διατριβής. Θα ήθελα να ευχαριστήσω επίσης τον καθηγητή Tsvi Piran για τις βοηθητικές συζητήσεις που είχαμε κυρίως στο θέμα των εκλάμψεων ακτίνων γάμμα.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους μου Ελένη Αποστολοπούλου και Σταύρο Δημητρακούδη που με βοήθησαν στη μετάφραση όρων από τα αγγλικά στα ελληνικά.

Τέλος, θα ήθελα να τονίσω ότι η διδακτορική μου έρευνα δεν θα μπορούσε να ολοκληρωθεί χωρίς την συνεχή υποστήριξη (ψυχολογική και οικονομική) και ενθάρρυνση των γονιών μου, Δημήτριου και Αθανασίας Πετροπούλου, των κοντινών μου φίλων και του συζύγου μου Γιώργου Βασιλόπουλου.

Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος II . Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

---

# Περιεχόμενα

Κατάλογος Σχημάτων	ix
--------------------	----

Κατάλογος Πινάκων	xv
-------------------	----

I Ακτινοβολιακές αστάθειες σε συμπαγείς πηγές ακτίνων γάμμα	1
---	---

1 Επιπτώσεις της αυτόματης απόσβεσης φωτονίων σε συμπαγείς πηγές ακτίνων γ	3
1.1 Εισαγωγή . . . . .	3
1.2 Αναλυτική προσέγγιση . . . . .	5
1.2.1 Πρώτες αρχές . . . . .	5
1.2.2 Κινητικές εξισώσεις . . . . .	7
1.2.2.1 Προσέγγιση συνάρτησης $\delta$ για την ενεργό διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ . . . . .	9
1.2.2.2 Προσέγγιση συνάρτησης βήματος για την ενεργό διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$ . . . . .	14
1.3 Αριθμητική προσέγγιση . . . . .	16
1.3.1 Μονοενεργητική εισαγωγή ακτίνων γ στην πηγή . . . . .	18
1.3.2 Εισαγωγή νόμου δύναμης ακτίνων γ στην πηγή . . . . .	22
1.4 Εφαρμογή σε μονοζωνικά ομογενή μοντέλα ακτινοβολίας: η περίπτωση του χβάζαρ 3C 279 . . . . .	26
1.5 Περίληψη και συζήτηση . . . . .	31

2 Χρονική μεταβλητότητα συμπαγών αστροφυσικών πηγών πα-	
---	--



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

---

ρουσία λεπτοαδρονικών μηχανισμών ανατροφοδότησης	37
2.1 Εισαγωγή	37
2.2 Ποιοτική περιγραφή του φυσικού συστήματος	40
2.2.1 Γραμμική περιοχή	40
2.2.2 Μη γραμμική περιοχή	43
2.3 Αναλυτική προσέγγιση	47
2.3.1 Απλοποιημένες εξισώσεις	47
2.3.2 Δυναμική μελέτη του συστήματος	54
2.3.2.1 Εξάρτηση από τον ρυθμό εισροής πρωτονίων	57
2.3.2.2 Μια διακλάδωση που ανακαλύφθηκε αριθμητικά	62
2.3.2.3 Εξάρτηση από την αριθμητική πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων	65
2.3.3 Σύγκριση με το μοντέλο των <i>Stern &amp; Svensson</i> (1991)	69
2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες	72
2.4.1 Απορρόφηση ακτίνων $\gamma$ σε φωτόνια εξωτερικά της πηγής	72
2.4.2 Αντίστροφος σχεδασμός <i>Compton</i>	80
2.5 Αριθμητική προσέγγιση	83
2.6 Συνάφεια με αστροφυσικές πηγές	86
2.7 Συζήτηση	92
2.8 Παραρτήματα	96
<b>3 Μοντέλα ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων για ενεργούς γαλαξίες: η περίπτωση του κβάζαρ 3C 279</b>	<b>103</b>
3.1 Εισαγωγή	103
3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση	106
3.2.1 Ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler	109
3.2.2 Συνθήκες για ισοκατανομή ενέργειας	112
3.2.3 Εκτιμήσεις για την ισχύ του πίδακα	115
3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα	117
3.3.1 Η μέθοδος	118
3.3.2 Ο ελάχιστος παράγοντας Doppler	121
3.3.3 Ενεργειακά συμπεράσματα	125
3.4 Επίδραση άλλων παραμέτρων	132
3.4.1 Ο εκθέτης του νόμου δύναμης $s$	132

3.4.2	Η ακτίνα της περιοχής εκπομπής . . . . .	133
3.4.3	Η ενέργεια των φωτονίων ακτίνων $\gamma$ . . . . .	134
3.5	Συμπεράσματα . . . . .	136

## II Ακτινοβολία και επιτάχυνση σωματιδίων στη φάση της μετάλαμψης των εκλάμψεων ακτίνων γάμμα 141

4	Επιδράσεις ενός χαμηλού άνω ορίου της κατανομής ηλεκτρονίων σε πολυκυματικά φάσματα και καμπύλες φωτός μετάλαμψεων GRB . . . . .	145
4.1	Εισαγωγή . . . . .	145
4.2	Το μοντέλο . . . . .	150
4.2.1	Πρώτες αρχές . . . . .	150
4.2.2	Πολυκυματικά φάσματα . . . . .	152
4.2.3	Καμπύλες φωτός . . . . .	153
4.3	Επιδράσεις του $\gamma_{\max}$ . . . . .	157
4.4	Βασικά αποτελέσματα . . . . .	169
4.4.1	Μοντελοποίηση καμπύλων φωτός ακτίνων X . . . . .	175
4.5	Σύνοψη/Συζήτηση . . . . .	177
4.6	Παράρτημα A: Φάσμα Synchrotron Self – Compton μίας κατανομής νόμου δύναμης ηλεκτρονίων . . . . .	182
4.7	Παράρτημα B: Ο λογάριθμος Compton-σύγχροτρον . . . . .	184
	Bibliography . . . . .	187

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

---

# Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Σχηματικό διάγραμμα του βρόχου που περιγράφει την αυτόματη απορρόφηση ακτίνων $\gamma$ . . . . .	6
1.2	Τρεις διαφορετικές προσεγγίσεις της ενεργού διατομής της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου . . . . .	9
1.3	Κρίσιμη συμπαγότητα ως συνάρτηση της ενέργειας των ακτίνων $\gamma$ στην προσέγγιση της συνάρτησης $\delta$ . . . . .	13
1.4	Κρίσιμη συμπαγότητα ως συνάρτηση της ενέργειας των ακτίνων $\gamma$ στην προσέγγιση της συνάρτησης βήματος για την ενεργό διατομή .	16
1.5	Σύγκριση μεταξύ της (προσεγγιστικής) αναλυτικής και (ακριβούς) αριθμητικής έκφρασης της κρίσιμης συμπαγότητας ακτίνων $\gamma$ . . . .	19
1.6	Συνεισφορά της υψηλοενεργειακής και χαμηλοενεργειακής συμπαγότητας στην συνολική ακτινοβολούμενη ως συνάρτηση της εισερχόμενης συμπαγότητας ακτίνων $\gamma$ . . . . .	21
1.7	Παράδειγμα πολυκυματικού φάσματος για μονοενεργητική εισαγωγή ακτίνων $\gamma$ . . . . .	22
1.8	Χρονική εξέλιξη της χαμηλοενεργειακής, υψηλοενεργειακής και συνολικής συμπαγότητας . . . . .	23
1.9	Εξάρτηση των πολυκυματικών φασμάτων από την σταθερά κανονικοποίησης της κατανομής νόμου δύναμης των εισερχόμενων ακτίνων $\gamma$ . . . . .	24
1.10	Όμοια με το προηγούμενο σχήμα αλλά για διαφορετική περιοχή ενεργειών του νόμου δύναμης των εισερχόμενων ακτίνων $\gamma$ . . . . .	25
1.11	Κλίση του απορροφημένου φάσματος ακτίνων $\gamma$ ως συνάρτηση της κλίσης του εισερχόμενου φάσματος . . . . .	26

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

---

1.12 Πολυκυματικά φάσματα του 3C 279 για διαφορετικές τιμές του παράγοντα Doppler $\delta$ . . . . .	28
1.13 Πολυκυματικά φάσματα του 3C 279 για διαφορετικές τιμές του μαγνητικού πεδίου . . . . .	29
1.14 αραμετρικός χώρος των επιτρεπόμενων τιμών του μαγνητικού πεδίου $B$ ως συνάρτηση της ακτίνας της πηγής $R$ για διάφορους παράγοντες Doppler . . . . .	30
2.1 Σχηματικό διάγραμμα του βρόγχου λειτουργίας των διαδικασιών μεταξύ πρωτονίων και φωτονίων. . . . .	47
2.2 Χαρακτηριστικές τιμές του μαγνητικού πεδίου ως συνάρτηση του παράγοντα Lorentz των πρωτονίων . . . . .	51
2.3 Ρυθμός αύξησης/απόσβεσης των διαταραγμένων πρωτονικών και φωτονικών πυκνοτήτων από μια σταθερή κατάσταση ως συνάρτηση του ρυθμού εισροής πρωτονίων. . . . .	56
2.4 Ιδιοτιμές ως συνάρτηση του ρυθμού των εισερχόμενων πρωτονίων για συγκεκριμένη τιμή της εξωτερικής πυκνότητας φωτονίων . . . . .	58
2.5 Χρονική εξέλιξη της κατανομής πρωτονίων για διάφορες τιμές του ρυθμού εισροής των πρωτονίων . . . . .	59
2.6 Δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων για διάφορες τιμές του ρυθμού εισροής πρωτονίων . . . . .	60
2.7 Αναπαράσταση της αλλαγής των ιδιοτήτων του σταθερού σημείου $P_2$ . . . . .	64
2.8 Ιδιοτιμές ως συνάρτηση της πυκνότητας εξωτερικών φωτονίων για δεδομένο ρυθμό εισροής πρωτονίων . . . . .	66
2.9 Δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων για δύο τιμές της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας . . . . .	67
2.10 Χρονική εξέλιξη της αριθμητικής πυκνότητας πρωτονίων για διαφορετικές τιμές της αριθμητικής πυκνότητας εξωτερικών φωτονίων . . . . .	68
2.11 Ενδεικτικά αποτελέσματα του μοντέλου των Stern & Svensson (1991) για την χρονική εξέλιξη του συστήματος πρωτονίων–φωτονίων . . . . .	71
2.12 Ενδεικτικά αποτελέσματα του μοντέλου μας για την χρονική εξέλιξη του συστήματος πρωτονίων–φωτονίων . . . . .	71

2.13 Χρονική εξέλιξη της κατανομής των χαμηλοενεργειακών φωτονίων στην περίπτωση που οι ακτίνες $\gamma$ απορροφώνται στα (i) εξωτερικά φωτόνια και σε εκείνα εντός της πηγής και (ii) μόνο στα τελευταία .	74
2.14 Δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων στην περίπτωση όπου τα υψηλής ενέργειας φωτόνια απορροφώνται (i) στα εξωτερικά φωτόνια και στα μαλακά φωτόνια της πηγής και (ii) μόνο στα τελευταία . . .	75
2.15 Επίδραση των όρων γραμμικής και μη γραμμικής απορρόφησης στην χρονική εξέλιξη της λαμπρότητας ακτίνων $\gamma$ . . . . .	78
2.16 Επίδραση του οπτικού βάθους για απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου στην χρονική συμπεριφορά του συστήματος . . . . .	79
2.17 Εξάρτηση της περιόδου $T$ των οριακών κύκλων από την ενέργεια των εξωτερικών φωτονίων για δύο τιμές της αριθμητικής τους πυκνότητας	81
2.18 Επίδραση του αντίστροφου σχεδασμού Compton στην χρονική συμπεριφορά του συστήματος . . . . .	84
2.19 Εξάρτηση της χρονικής εξέλιξης των πρωτονίων και των φωτονίων από τον ρυθμό εισροής πρωτονίων στο σύστημα όπως αυτή βρίσκεται από την αριθμητική επίλυση του πλήρους σετ ΜΔΕ εξισώσεων . . .	87
2.20 Επίδραση του αντίστροφου σχεδασμού Compton στην χρονική εξέλιξη του συστήματος· για την μελέτη χρησιμοποιήθηκαν αριθμητικές λύσεις του πλήρους σετ ΜΔΕ εξισώσεων . . . . .	88
2.21 Πολυκυματικά φάσματα του blazar 3C 279 στο πλαίσιο ενός καθαρά αδρονικού μοντέλου για διαφορετικές τιμές της συμπαγότητας των εισερχόμενων πρωτονίων . . . . .	91
2.22 Σταθερές του χαρακτηριστικού πολυνύμου, το οποίο αντιστοιχεί στον πίνακα του γραμμικοποιημένου συστήματος εξισώσεων γύρω από ένα σημείο ισορροπίας, ως συνάρτηση του ρυθμού εισροής πρωτονίων και της πυκνότητας εξωτερικών φωτονίων . . . . .	100
3.1 Ελάχιστος παράγοντας Doppler ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου . . . . .	114
3.2 Μειωμένο $\chi^2$ ως συνάρτηση του παράγοντα Doppler $\delta$ για $B = 40$ G, $\gamma_{\max} = 4 \times 10^9$ και διαφορετικές τιμές της εισερχόμενης συμπαγότητας πρωτονίων . . . . .	119

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

---

3.3	Παραμετρικός χώρος $\ell_p$ -δ για $B = 40$ G και διαφορετικά $\gamma_{\max}$ που αντιστοιχούν σε σε φιλ των TeV δεδομένων με μειωμένο $\chi^2 < 1.5$ .	122
3.4	Επίδραση της αυτόματης απορρόφησης ακτίνων $\gamma$ στα πολυχυματικά φάσματα του 3C 279 στα πλαίσια ενός μοντέλου ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων . . . . .	123
3.5	Ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου . . . . .	124
3.6	Ενεργειακές πυκνότητες του μαγνητικού πεδίου και των πρωτονίων ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου στην περίπτωση του ελάχιστου παράγοντα Doppler . . . . .	126
3.7	Παρατηρούμενη Ισχύς του πίδακα ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου για την ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler . . . . .	127
3.8	Διάγραμμα της ελάχιστης ισχύος του πίδακα ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου . . . . .	129
3.9	Διάγραμμα των ενεργειακών πυκνοτήτων του μαγνητικού πεδίου και των πρωτονίων ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου, για εκείνα τα σύνολα παραμέτρων που ελαχιστοποιούν την ισχύ του πίδακα. . . . .	130
3.10	Λόγος του παράγοντα Doppler που απαιτείται για την ελαχιστοποίηση της ισχύος του πίδακα και της ελάχιστης τιμής αυτού ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου . . . . .	131
3.11	Λογαριθμικό διάγραμμα των χαρακτηριστικών τιμών του μαγνητικού πεδίου ως προς τον μέγιστο παράγοντα Lorentz των πρωτονίων . . .	135
4.1	Τυπική μορφή καμπύλων φωτός στις ακτίνες X . . . . .	146
4.2	Ενδεικτικό στιγμιότυπο πολυχυματικού φάσματος στην φάση της μετάλαμψης για μια στενή σε ενέργειες κατανομή ηλεκτρονίων . . . .	151
4.3	Παράδειγμα της χρονική εξέλιξης ενός πολυχυματικού φάσματος φωτονίων κατά την διάρκεια της μετάλαμψης μιας έκλαμψης ακτίνων γάμμα . . . . .	155
4.4	Παράδειγμα καμπύλων φωτός στις ακτίνες X και στο οπτικό . . . .	156
4.5	Λογαριθμικό διάγραμμα του διορθωτικού παράγοντα που μετρά την απόκλιση της ακριβούς από την προσεγγιστική τιμή του $\gamma_{\min}$ ως συνάρτηση της ακτίνας . . . . .	161

4.6	Παραμετρικός χώρος $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ για διάφορες μορφολογίες καμπύλων φωτός ακτίνων X . . . . .	164
4.7	Καμπύλες φωτός ακτίνων X για διάφορα σετ παραμέτρων από διαφορετικές περιοχές του παραμετρικού χώρου $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ . . . . .	165
4.8	Παράδειγμα μια καμπύλης φωτός ακτίνων X που εμφανίζει την φάση του οροπεδίου μαζί με την χρονική εξέλιξη του λόγου σκληρότητας ακτίνων X . . . . .	166
4.9	Πολυκυματικά φάσματα και καμπύλες φωτός (στις ακτίνες X και το οπτικό) για να μια μετάλαμψη στην οποία κυριρχεί η ακτινοβολία SSC	169
4.10	Οπτικές καμπύλες φωτός για διαφορετικά σετ παραμέτρων που αντιστοιχούν σε διαφορετικές περιοχές του παραμετρικού χώρου $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ .	170
4.11	Σχηματικό διάγραμμα όπου φαίνονται οι διαφορετικές μορφολογίες των παρατηρούμενων καμπύλων . . . . .	172
4.12	Διάφορες μορφολογίες καμπύλων φωτός που προέκυψαν με τη χρήση του αριθμητικού μας κώδικα, σε αντιστοιχία με σημεία από διάφορες περιοχές του χώρου παραμέτρων $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ . . . . .	173
4.13	Χρονική εξέλιξη του λόγου σκληρότητας για καθεμία από τις καμπύλες φωτός που προβλέπει το μοντέλο μας . . . . .	174
4.14	Κατανομή ερυθρομετατοπίσεων GRB πριν και κατά την εποχή του <i>Swift</i> . . . . .	176
4.15	Μοντελοποίηση της καμπύλης φωτός ακτίνων X του GRB 050713B χρησιμοποιώντας τιμές παραμέτρων από τον παραμετρικό χώρο $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ . . . . .	177
4.16	Μοντελοποίηση της καμπύλης φωτός ακτίνων X του GRB 060512 χρησιμοποιώντας τιμές παραμέτρων από τον παραμετρικό χώρο $\gamma_{\max} - \epsilon_e$ . . . . .	178



## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

---

# Κατάλογος Πινάκων

1.1	Φυσικές διαδικασίες που λαμβάνονται υπόψη για την περιγραφή του φυσικού συστήματος . . . . .	8
2.1	Ταξινόμηση του δεύτερου σταθερού σημείου και την αναμενόμενης δυναμικής συμπεριφοράς του συστήματος . . . . .	57
2.2	Αρχικές συνθήκες, μιγαδικές ιδιοτιμές και το σημείο ισορροπίας για δύο αριθμητικά παραδείγματα . . . . .	63
3.1	Εξάρτηση του ελάχιστου παράγοντα Doppler από την ένταση του μαγνητικού πεδίου . . . . .	112
3.2	Εκθέτης του νόμου δύναμης της παρατηρούμενης ισχύος όπως υπολογίστηκε αριθμητικά και αναλυτικά. . . . .	128
4.1	Χαρακτηριστικές τιμές της διόρθωσης που εισάγαμε σε μία από τις περιοριστικές σχέσεις . . . . .	162

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

---

## Μέρος Ι

Ακτινοβολιακές αστάθειες σε  
συμπαγείς πηγές ακτίνων γάμμα



# Κεφάλαιο 1

## Επιπτώσεις της αυτόματης απόσβεσης φωτονίων σε συμπαγείς πηγές ακτίνων $\gamma$

### 1.1 Εισαγωγή

Οι αστροφυσικές πηγές ακτίνων  $\gamma$  υπόκεινται συχνά στο λεγόμενο πρόβλημα «συμπαγότητας»: Όταν η ροή στα μεγαλύτερα μήκη κύματος συνδυάζεται με τις διαστάσεις της πηγής, οι οποίες προκύπτουν από τα επιχειρήματα χρόνου διέλευσης του φωτός, υπονοείται ένα υψηλό οπτικό βάθος στην εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου και μια αποτελεσματική απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$ . Η πιθανότητα σε φωτόνια υψηλής ενέργειας να συμβεί δίδυμη γένεση πάνω σε μαλακά φωτόνια-στόχους, αντί να διαφύγουν σε συμπαγείς πηγές, συζητήθηκε πρώτα από τον (58), ενώ η αναλογία της φωτεινότητας ως προς το μέγεθος της πηγής,  $L/R$ , προκύπτει ως καθοριστικός παράγοντας για αν ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας θα απορροφηθεί πράγματι ή όχι (52). Αυτό το ακολούθησε εργασία η οποία έλαβε υπόψη της την εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου, όχι μόνο ως καταβόθρα ακτίνων  $\gamma$ , αλλά και σαν μία πηγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων μέσα σε μη θερμικές πηγές (11, 48, 61, 122, 128). Ο στόχος αυτών των μοντέλων ήταν να υπολογίσουν με αυτό-συνέπεια την ροή φωτονίων που διαφεύγει από την πηγή λαμβάνοντας υπόψη την ανακατανομή ενέργειας που προκαλείται από τον καταιγισμό ζευγών που προέρχονται από την  $\gamma$ -εξαύλωση. Η υπόθεση ήταν ότι τα σωματίδια υψηλής ενέργειας ή ακτίνες  $\gamma$  εγχύθηκαν ομοι-

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ $\gamma$

---

όμορφα σε μια πηγή που περιέχει επίσης μαλακά φωτόνια και το σύστημα παρακολούθηθηκε ως την τελική του σταθερή κατάσταση με την λύση μια σειράς κινητικών εξισώσεων που περιγράφουν τις φυσικές διαδικασίες που το διέπουν. Αρκετές ομάδες έχουν επίσης αναπτύξει αριθμητικούς κώδικες για τον υπολογισμό χρονικά εξαρτώμενων λύσεων των κινητικών εξισώσεων, λαμβάνοντας υπόψη την εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου (14, 24, 76, 121). Αυτοί οι αλγόριθμοι χρησιμοποιούνται συχνά στην δημιουργία μοντέλων πηγών (59, 60, 65, 77).

Μία από της υποθέσεις αυτών των μοντέλων, όπως διατυπώθηκε παραπάνω, είναι η παρουσία μαλακών φωτονίων στην πηγή, τα οποία λειτουργούν σαν στόχος για την εξαύλωση των ακτίνων  $\gamma$ . Μια διαφορετική προσέγγιση έχει παρουσιαστεί πρόσφατα από τους (118), από εδώ και πέρα SK07. Αυτοί οι συγγραφείς εστίασαν στις μη γραμμικές επιπτώσεις που προκαλούνται από την εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου και ερεύνησαν τις απαραίτητες συνθήκες, κάτω από τις οποίες τα φωτόνια ακτίνων  $\gamma$  μπορεί να προκαλέσουν δίδυμη γένεση<sup>1</sup>. Οι SK07 έδειξαν πως υπάρχει ένα όριο στην λαμπρότητα των ακτίνων  $\gamma$  που διαφεύγει από την πηγή, το οποίο δεν εξαρτάται από τον πληθυσμό των μαλακών φωτονίων που υπάρχουν, αλλά αντ' αυτού είναι ένα θεωρητικό όριο που εξαρτάται μόνο από παραμέτρους όπως το μέγεθος της πηγής και την ένταση του μαγνητικού της πεδίου. Η παραβίαση αυτού του ορίου οδηγεί στην αυτόματη απόσβεση των ακτίνων  $\gamma$ . Αυτό συμπεριλαμβάνει ένα δίκτυο διαδικασιών, συγκεκριμένα την εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου και την ακτινοβολία σύγχροτρον λεπτονίων, οι οποίες μπορεί να γίνουν μη γραμμικές μόλις ικανοποιηθούν ορισμένα κριτήρια. Σε αυτήν την περίπτωση ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων αναπτύσσονται αυθόρμητα στο σύστημα και οι «περισσευούμενες» ακτίνες  $\gamma$  απορροφώνται στα φωτόνια σύγχροτρον που εκπέμπονται από τα ζεύγη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το σύστημα να φτάνει μια τελική σταθερή κατάσταση όπου οι ακτίνες  $\gamma$ , τα μαλακά φωτόνια και τα ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων έχουν όλα φτάσει την ισορροπία. Ως εκ τούτου αυτό μπορεί να συμβεί ακόμα και στην υποθετική περίπτωση όπου δεν υπάρχουν μαλακά φωτόνια στην πηγή, τουλάχιστον εσωτερικά.

Πράγματι, η απόσβεση φωτονίων έχει κάποιες ενδιαφέρουσες επιπτώσεις για τα μοντέλα εκπομπής ακτίνων  $\gamma$  γιατί δίνει ένα σταθερό άνω όριο στην εγγενή φωτεινότητα ακτίνων  $\gamma$ . Στο παρόν κεφάλαιο ερευνούμε τις επιπτώσεις αυτού του

---

<sup>1</sup> Στο ίδιο πλαίσιο εργασίας, σημειώνουμε ότι μια ανάλογη δουλειά όπου σωματίδια τα οποία εγχέονται πρωτογενώς στην πηγή είναι υπερ-σχετικιστικά πρωτόνια, παρουσιάστηκε αρκετά χρόνια νωρίτερα από (64).

δικτύου για συμπαγείς αστροφυσικές πηγές υψηλής ενέργειας. Στη §2.2 θα επεκτείνουμε την αναλυτική προσέγγιση των SK07, οι οποίοι μελέτησαν το δυναμικό σύστημα φωτονίων και σχετικιστικών ζευγών χρησιμοποιώντας συναρτήσεις  $\delta$  για την ενεργός διατομή της εξαύλωσης φωτονίου-φωτονίου και για την εκπεμφιμότητα συγχρότρου, ενώ θεώρησαν τις απώλειες συγχρότρου καταστροφικές. Στο §2.3 θα χρησιμοποιήσουμε μια αριθμητική προσέγγιση που θα μας επιτρέψει να μελετήσουμε τις ιδιότητες την απόσβεσης χρησιμοποιώντας την πλήρη ενεργό διατομή για γγ απορρόφηση και την πλήρη εκπεμφιμότητα συγχρότρου. Σαν παράδειγμα, στο §2.4 η παραπάνω προσέγγιση θα εφαρμοστεί στις MAGIC TeV παρατηρήσεις του κβάζαρ 3C 279, το 2006 ώστε να αποσπάσουμε ένα χώρο παραμέτρων επιτρεπόμενων τιμών για τις παραμέτρους της πηγής, με άλλα λόγια, της ακτίνας  $R$ , και της έντασης του μαγνητικού πεδίου  $B$ , και επίσης του παράγοντα  $\delta$  του Δοπλερ της ροής. Τέλος, δίνουμε μια σύντομη περίληψη και συζήτηση των κύριων σημείων της δουλειάς που παρουσιάστηκε.

## 1.2 Αναλυτική προσέγγιση

### 1.2.1 Πρώτες αρχές

Ξεκινάμε υποθέτοντας σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  που περιέχει μπλεγμένο μαγνητικό πεδίο, έντασης  $B$ . Υποθέτουμε επίσης μονοενεργειακές ακτίνες  $\gamma$ , ενέργειας (σε μονάδες  $m_e c^2$ ) παράγονται ομοιόμορφα από κάποιον αδιευκρίνιστο μηχανισμό σε όλο τον όγκο της πηγής. Αν σε αυτές εγχυθεί φωτεινότητα  $L_\gamma^{\text{inj}}$ , κάποιος μπορεί να καθορίσει την εισερχόμενη συμπαγότητα ως

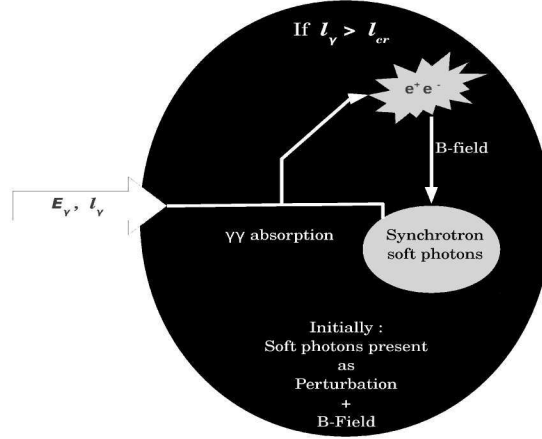
$$\ell_\gamma^{\text{inj}} = \frac{L_\gamma^{\text{inj}} \sigma_T}{4\pi R m_e c^3}, \quad (1.1)$$

όπου  $\sigma_T$  είναι η ενεργός διατομή Thomson. Χωρίς κάποιον σημαντική πυκνότητα μαλακών φωτονίων μέσα στην πηγή, οι ακτίνες  $\gamma$  θα διαφύγουν χωρίς κάποια εξασθένιση σε έναν χρόνο διέλευσης. Ωστόσο, όπως έδειξαν οι SK07, η εισερχόμενη συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  δεν μπορεί να γίνει αυθαίρετα υψηλή διότι αν φτάσει μια κρίσιμη τιμή, αρχίζει να λειτουργεί ο ακόλουθος βρόγχος, ο οποίος φαίνεται στο σχήμα 2.1

1. Συμβαίνει δίδυμη γένεση των ακτίνων  $\gamma$  πάνω σε μαλακά φωτόνια, των οποίων η πυκνότητα μπορεί να είναι αυθαίρετα χαμηλή μέσα στην πηγή.



# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ



**Σχήμα 1.1:** Σχηματικό διάγραμμα του βρόγχου που δημιουργείται στην πηγή όποτε η συμπαγότητα της ακτινοβολίας  $\gamma$  υπερβαίνει μια κρίσιμη τιμή.

2. Τα παραγόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων ψύχονται εκπέμποντας φωτόνια συγχρότρου, λειτουργώντας έτσι ως πηγή μαλακών φωτονίων.

3. Τα μαλακά φωτόνια λειτουργούν ως στόχοι για περισσότερες αλληλεπιδράσεις  $\gamma\gamma$ .

Υπάρχουν δύο συνθήκες που θα πρέπει να ικανοποιούνται ταυτόχρονα για να συμβεί και να διατηρηθεί αυτό το δίκτυο: Η πρώτη, που είναι συνθήκη ανατροφοδότησης απαιτεί τα φωτόνια συγχρότρου που εκπέμπονται από τα ζεύγη να έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να συμβεί διδυμη γένεση τους πάνω στις ακτίνες  $\gamma$ . Κάνοντας κατάλληλες υποθέσεις απλούστευσης, κάποιος μπορεί να εξάγει μια αναλυτική σχέση για αυτό – δεξ SK07 επίσης. Έτσι συνδυάζοντας (1) την συνθήκη κατωφλίου για την απορρόφηση  $\gamma\gamma$   $\epsilon_\gamma \epsilon_0 = 2$ , (2) το γεγονός ότι υπάρχει ισοκατανομή της ενέργειας στα σχηματιζόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων  $\gamma_p = \gamma_e = \gamma = \epsilon_\gamma/2$  και (3) την υπόθεση πως τα απαιτούμενα μαλακά φωτόνια ενέργειας  $\epsilon_0$  είναι τα φωτόνια συγχρότρου που ακτινοβολούν τα ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια, με άλλα λόγια  $\epsilon_0 = b\gamma^2$ , όπου  $b = B/B_{\text{crit}}$  και  $B_{\text{crit}} = (m_e^2 c^3)/(e\hbar) \simeq 4.4 \times 10^{13}$  Γ (η κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου), κάποιος εξάγει την ελάχιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου που απαιτείται ώστε η αυτόματη απόσβεση να λειτουργεί

$$B_q = 8\epsilon_\gamma^{-3} B_{\text{crit}}. \quad (1.2)$$

Έτσι, για  $B \geq B_q$  η συνθήκη ανατροφοδότησης ικανοποιείται. Σημειώστε πως αυτή είναι μια συνθήκη που περιέχει μόνο την εκπεμπόμενη ενέργεια των ακτίνων  $\gamma$  και

την ένταση του μαγνητικού πεδίου· επιπλέον, μπορεί να ικανοποιηθεί εύκολα, τουλάχιστον εάν κάποιος χρησιμοποιήσει τις τιμές που συνάγονται από τα συνηθισμένα μοντέλα πηγών (12, 16).

Μαζί με το κριτήριο ανατροφοδότησης, ένα δεύτερο κριτήριο πρέπει να τεθεί ώστε να είναι η απόσβεση πλήρως λειτουργική. Ένας απλός τρόπος να το δει κάποιος αυτό είναι με την ακόλουθη εκτίμηση. Υποθέστε πως οι ακτίνες  $\gamma$  απορροφούνται από κάποια μαλακά φωτόνια και ότι τα σχηματιζόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων ψύχονται εκπέμποντας φωτόνια συγχρότρου. Επειδή ένα ηλεκτρόνιο εκπέμπει αρκετά τέτοια φωτόνια πριν ψυχθεί, η κρίσιμη συνθήκη ικανοποιείται αν η αριθμητική πυκνότητα των ακτίνων  $\gamma$  είναι τέτοια ώστε σε τουλάχιστον ένα από τα φωτόνια συγχρότρου να συμβεί δίδυμη γένεση πάνω σε ακτίνα  $\gamma$  αντί να διαφύγει από την πηγή. Έτσι η συνθήκη για την κρισιμότητα μπορεί να γραφτεί

$$N_s(\epsilon_\gamma/2)n(\epsilon_\gamma)\sigma_{\gamma\gamma}R \geq 1, \quad (1.3)$$

όπου  $n(\epsilon_\gamma)$  είναι η αριθμητική πυκνότητα των ακτίνων  $\gamma$ ,  $\sigma_{\gamma\gamma}$  είναι η ενεργός διατομή για  $\gamma\gamma$  αλληλεπιδράσεις και  $N_s(\gamma)$  είναι ο αριθμός των σύγχροτρον φωτονίων που εκπέμπονται από ένα ηλεκτρόνιο με παράγοντα Lorentz  $\gamma$  πριν ψυχθεί. Υποθέτοντας πως οι συγχρούσεις που προκαλούν δίδυμη γένεση συμβαίνουν κοντά στο κατώφλι, προσεγγίζοντας την ενεργό διατομή στην περιοχή αυτή με  $\sigma_{\gamma\gamma} \simeq \sigma_T/3$  και χρησιμοποιώντας  $N_s(\gamma) \simeq \frac{\gamma}{b\gamma^2}$  και  $n(\epsilon_\gamma) = \frac{L_\gamma^{\text{inj}}}{V\epsilon_\gamma m_e c^2} \frac{R}{c}$ , η κρίσιμη συνθήκη μπορεί να γραφτεί ως

$$\epsilon_\gamma \ell_\gamma^{\text{inj}} \geq 4, \quad (1.4)$$

όπου χρησιμοποιήθηκαν επίσης η συνθήκη ανατροφοδότησης (1.2) και η εξίσωση (1.1). Λαμβανόμενες ως ισότητες, οι σχέσεις (1.2) και (1.4) ορίζουν το κριτήριο της οριακής ευστάθειας, το οποίο ουσιαστικά είναι μια συνθήκη για την συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$ .

### 1.2.2 Κινητικές εξισώσεις

εκινάμε γράφοντας τις κινητικές εξισώσεις που περιγράφουν τις κατανομές των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$ , των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων στην πηγή. Αυτές

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

**Πίνακας 1.1:** Οι φυσικές διαδικασίες και σύμβολα των αντίστοιχων μαθηματικών τελεστών που εμφανίζονται στις κινητικές εξισώσεις που περιγράφουν το σύστημα.

Φυσικές διαδικασίες	Σύμβολο μαθηματικού τελεστή
Απορρόφηση $\gamma$ $\gamma$	$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma, \mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e$
Ακτινοβολία σύγχροτρον	$\mathcal{L}_{\text{syn}}^e, \mathcal{Q}_{\text{syn}}^s$

είναι αντίστοιχα

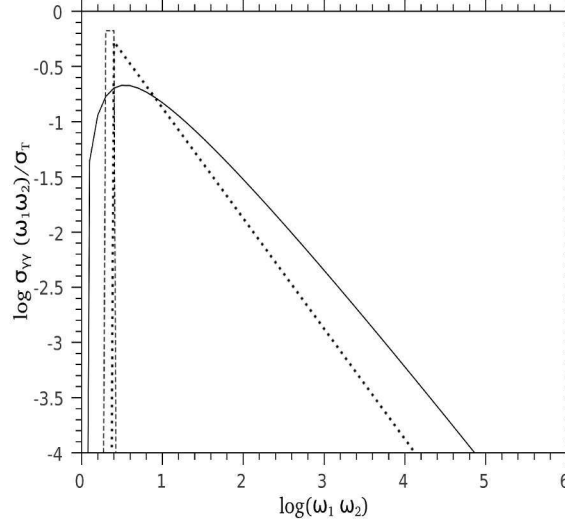
$$\frac{\partial n(\epsilon_\gamma, \tau)}{\partial \tau} + n = \mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma + \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial n_0(x, \tau)}{\partial \tau} + n_0 = \mathcal{Q}_{\text{syn}}^s \quad (1.6)$$

και

$$\frac{\partial n_e(\gamma, \tau)}{\partial \tau} = \mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e + \mathcal{L}_{\text{syn}}^e, \quad (1.7)$$

όπου  $n$ ,  $n_0$  και  $n_e$  είναι οι διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες των ακτίνων  $\gamma$ , των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων αντίστοιχα και  $x$  και  $\gamma$  είναι οι αντίστοιχες ενέργειες κανονικοποιημένες σε μονάδες  $m_e c^2$ . Οι πυκνότητες αναφέρονται στον αριθμό των σωματιδίων που εμπεριέχονται σε στοιχείο όγκου  $\sigma_T R$ . Με άλλα λόγια, εάν  $\hat{n}_i$  εκφράζει τον αριθμό σωματιδίων είδους  $i$  ανά  $\text{erg}$  ανά  $\text{cm}^3$ , τότε  $n_i = \hat{n}_i(\sigma_T R)(m_e c^2)$ . Ο χρόνος κανονικοποιείται ως προς τον χρόνο διέλευσης/διαφυγής των φωτονίων από την πηγή, δηλαδή  $t_{\text{cr}} = R/c$ . Έτσι, το  $\tau$ , που εμφανίζεται στις κινητικές εξισώσεις, είναι αδιάστατο και ισούται με  $\tau = \frac{ct}{R}$ . Οι τελεστές  $\mathcal{Q}$  και  $\mathcal{L}$  υποδηλώνουν εισροές και απώλειες αντίστοιχα. Οι διαδικασίες που λαμβάνουμε υπόψη, μαζί με τους όρους που εισάγουν στις εξ. (1.5)-(1.7), φαίνονται στον πίνακα 4.1. Για τον αναλυτικό χειρισμό του προβλήματος πρέπει να χρησιμοποιήσουμε προσεγγιστικές εκφράσεις για τους τελεστές που εμφανίζονται στις παραπάνω εξισώσεις. Έτσι, σε όλες τις περιπτώσεις υποθέτουμε μια μονοενεργητική ακτίνα  $\gamma$  με ενέργεια  $\epsilon_\gamma$ . Επιπλέον, η εκπεμφιμότητα σύγχροτρον προσεγγίζεται με μια συνάρτηση  $\delta$ , δηλαδή,  $j_s(x) = j_0 \delta(x - \epsilon_0)$ , όπου  $\epsilon_0 = b\gamma^2$  είναι η κρίσιμη ενέργεια σύγχροτρον. Τελικά θα προσεγγίσουμε την ενεργό διατομή της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου με μια συνάρτηση  $\delta$  και βήματος, καθώς μια πιο ακριβής έκφραση



**Σχήμα 1.2:** Λογαριθμικό διάγραμμα της κανονικοποιημένης ως προς  $\sigma_T$  ενεργού διατομής για την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου, ως συνάρτηση του γινομένου των ενεργειών των φωτονίων  $\omega_1, \omega_2$ . Η προσέγγιση των (25) απεικονίζεται με συνεχείς γραμμή, ενώ η συναρτήσεις προσέγγισης δέλτα και βήματος με συνεχεί, διακεκομμένες και στικτές γραμμές αντίστοιχα.

για την ενεργό διατομή (25), δηλαδή

$$\sigma_{\gamma\gamma} \approx 0.652\sigma_T \frac{(\omega_1\omega_2)^2 - 1}{(\omega_1\omega_2)^3} \ln(\omega_1\omega_2) H(\omega_1\omega_2 - 1), \quad (1.8)$$

θα περιέπλεκε σημαντικά την αναλυτική λύση των εξισώσεων (1.5)-(1.7). την παραπάνω έκφραση, οι  $\omega_{1,2}$  είναι κανονικοποιημένες ως προς τις ενέργειες φωτονίων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου και  $H(x)$  είναι η συνάρτηση βήματος. Το σχήμα 1.2 απεικονίζει την προσέγγιση των (25) και των δύο εκφράσεων που θα χρησιμοποιήσουμε στις επόμενες ενότητες.

### 1.2.2.1 Προσέγγιση συνάρτησης $\delta$ για την ενεργό διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$

Πρώτα θα εξετάσουμε την σταθερότητα του συστήματος χρησιμοποιώντας την απλούστερη μορφή της ενεργού διατομής της εξαύλωσης φωτονίου-φωτονίου (128):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(x) = \frac{\sigma_T}{3} x \delta\left(x - \frac{2}{\epsilon_\gamma}\right), \quad (1.9)$$

# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

όπου  $x, \epsilon_\gamma$  είναι οι ενέργειες των μαλακών φωτονίων και των ακτίνων  $\gamma$  αντίστοιχα. Οι τελεστές σωματιδιακής εισροής και απώλειας παίρνουν τις ακόλουθες μορφές:

$$\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma = \frac{3l_\gamma^{\text{inj}}}{\epsilon_\gamma^2} \quad (1.10)$$

$$\mathcal{Q}_{\text{syn}}^s = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}, \tau) \quad (1.11)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma = -\frac{2}{3} \frac{n_0(2/\epsilon_\gamma) n(\epsilon_\gamma)}{\epsilon_\gamma} \quad (1.12)$$

$$\mathcal{L}_{\text{syn}}^e = +\frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e) \quad (1.13)$$

και

$$\mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e = -4\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma, \quad (1.14)$$

Γιατί κάθε εξαύλωση φωτονίου-φωτονίου παράγει ένα ζεύγος λεπτονίων, κάθε ένα με περίπου την μισή από την αρχική ενέργεια ακτίνων  $\gamma$  – για πιο λεπτομερή παραγωγή των εκφράσεων δείτε τον Παράρτημα Α. Στις παραπάνω εξισώσεις εισάχθηκε η «μαγνητική συμπαγότητα»:

$$l_B = \left( \frac{U_B}{m_e c^2} \right) \sigma_T R. \quad (1.15)$$

Το σύστημα των εξ. (1.5)-(1.7) μπορεί πλέον να γραφεί ως:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\epsilon_\gamma)}{\partial \tau} &= -n(\epsilon_\gamma) - \frac{2}{3} \frac{n_0(2/\epsilon_\gamma) n(\epsilon_\gamma)}{\epsilon_\gamma} + \frac{3l_\gamma^{\text{inj}}}{\epsilon_\gamma^2} \\ \frac{\partial n_0(x)}{\partial \tau} &= -n_0(x) + \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n_e(\sqrt{x/b}) \\ \frac{\partial n_e(\gamma)}{\partial \tau} &= +\frac{4}{3} \frac{n_0(2/\epsilon_\gamma) n(\epsilon_\gamma)}{\epsilon_\gamma} \delta(\gamma - \epsilon_\gamma/2) + \\ &+ \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e(\gamma)). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Σε αυτήν την ενότητα θα εξετάσουμε την σταθερότητα της τετριμμένης στάσιμης λύσης του συστήματος (1.16):

$$\bar{n} = 3l_\gamma^{\text{inj}}/\epsilon_\gamma^2, \quad \bar{n}_0 = 0, \quad \bar{n}_e = 0, \quad (1.17)$$

η οποία αντιστοιχεί στην διάδοση των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$  μέσα από την πηγή. Για να ερευνήσουμε την σταθερότητα του συστήματος, υποθέτουμε πως αρχικά είναι

## 1.2 Αναλυτική προσέγγιση

παρούσες διαταραχές μικρού πλάτους των πυκνοτήτων των μαλακών φωτονίων ( $n'_0$ ) και των ηλεκτρονίων ( $n'_e$ ), οι οποίες οδηγούν στην διαταραχή της πυκνότητας των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$  ( $n'$ ). Μετά την γραμμικοποίηση, το σύστημα (1.16) παίρνει την εξής μορφή

$$\begin{aligned}\frac{\partial n'}{\partial \tau} &= -n' - \frac{2}{3} \frac{n'_0 \bar{n}}{\epsilon_\gamma} \\ \frac{\partial n'_0}{\partial \tau} &= -n'_0 + \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e \\ \frac{\partial n'_e}{\partial \tau} &= + \frac{4}{3} \frac{n'_0 \bar{n}}{\epsilon_\gamma} \delta(\gamma - \epsilon_\gamma/2) + \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n'_e) .\end{aligned}\quad (1.18)$$

Η ανάλυση της σταθερότητας του παραπάνω συστήματος μπορεί να απλοποιηθεί όταν κάποιος δουλέψει με τις αριθμητικές πυκνότητες μετασχηματισμένες κατά Laplace :

$$n'_0(x, \tau) \rightarrow n'_0(x, s) = \int_0^\infty d\tau \, n'_0(x, \tau) e^{-s\tau}, \quad (1.19)$$

όπου  $s$  είναι η λύση στο ακόλουθο πρόβλημα ιδιοτιμών:

$$(s+1)n'(\epsilon_\gamma, s) = -\frac{2}{3} \frac{n'_0(2/\epsilon_\gamma, s) \bar{n}}{\epsilon_\gamma} \quad (1.20)$$

$$(s+1)n'_0(x, s) = \frac{2}{3} l_B b^{-3/2} x^{-1/2} n'_e(\sqrt{x/b}, s) \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned}sn'_e(\gamma, s) &= + \frac{4}{3} \frac{n'_0(2/\epsilon_\gamma, s) \bar{n}}{\epsilon_\gamma} \delta(\gamma - \epsilon_\gamma/2) + \\ &+ \frac{4}{3} l_B \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n'_e(\gamma, s)) .\end{aligned}\quad (1.22)$$

Για μεγάλα  $\tau$  οι κατανομές και των μαλακών φωτονίων και των ηλεκτρονίων συμπεριφέρονται ως  $e^{s\tau}$ . **ΔΕΙΞΕ ΤΟ** Εάν  $s = -1$ , τότε  $n'_0 = n'_e = 0$  και τα φωτόνια ακτίνων  $\gamma$  διαφεύγουν ελεύθερα από την πηγή. Εάν  $s > 0$ , μπορούν να βρεθούν λύσεις οι οποίες αυξάνονται με το πέρασμα του χρόνου. Η οριακά σταθερή λύση, που παίρνουμε όταν κάποιος θέσει  $s = 0$ , θα εξηγηθεί παρακάτω.

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (1.20)-(1.22) οδηγούμαστε σε μια συνήθης διαφορική εξίσωση για την διαταραγμένη κατανομή ηλεκτρονίων με την ακόλουθη λύση:

$$\gamma^2 n'_e(\gamma) = C - \frac{2\bar{n}n'_e(\gamma_{cr})}{3b^{3/2}\sqrt{2\epsilon_\gamma}}, \quad (1.23)$$

# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

όπου  $\gamma_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{2}{b\epsilon_\gamma}}$ . Θέτοντας  $\gamma = \gamma_{\text{cr}}$  στην παραπάνω εξίσωση βρίσκει κανείς ότι

$$n'_e(\gamma_{\text{cr}}) = \frac{C}{\gamma_{\text{cr}}^2 + \frac{2\bar{n}}{3b^{3/2}\sqrt{2\epsilon_\gamma}}}. \quad (1.24)$$

Η αντικατάσταση της παραπάνω έκφρασης στην εξίσωση (1.23) οδηγεί σε

$$n'_e(\gamma) = C \left( \frac{\gamma_{\text{cr}}}{\gamma} \right)^2 \frac{1}{\gamma_{\text{cr}}^2 + \frac{2\bar{n}}{3b^{3/2}\sqrt{2\epsilon_\gamma}}}. \quad (1.25)$$

Τελικά, η διαταραγμένη κατανομή φωτονίων βρίσκεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.21)

$$n'_0(x) = \frac{2l_B C}{3} (bx)^{-3/2} \frac{\frac{2}{\epsilon_\gamma}}{\gamma_{\text{cr}}^2 + \frac{2\bar{n}}{3b^{3/2}\sqrt{2\epsilon_\gamma}}}. \quad (1.26)$$

Όπως αναφέρθηκε ήδη στο §2.1, η συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  δεν μπορεί να γίνει αυθαίρετα υψηλή αλλά αντ' αυτού φτάνει τον κορεσμό σε μια κρίσιμη τιμή  $l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}$ . Όταν  $l_\gamma^{\text{inj}} \ll l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}$  μόνο ένα αμελητέο κλάσμα από την λαμπρότητα υψηλοενεργειακών (σκληρών) φωτονίων θα απορροφηθεί., δηλαδή,  $l_\gamma^{h'} \rightarrow 0$ , ή ισοδύναμα  $l_\gamma^h \propto l_\gamma^{\text{inj}}$ . Ορίζουμε ως *κρίσιμη* την εισερχόμενη λαμπρότητα που απαιτείται για να συμβεί  $l_\gamma^{h'} = l_\gamma^{s'}$ . Μετά από το σημείο αυτό οποιαδήποτε αύξηση της εισερχόμενης λαμπρότητας θα φανεί ως αύξηση της λαμπρότητας των μαλακών φωτονίων. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.20), (1.21), και (1.25) προκύπτει

$$\epsilon_\gamma^2 n'(\epsilon_\gamma; l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}) = x_{\text{max}}^2 n'_0(x_{\text{max}}; l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}) \quad (1.27)$$

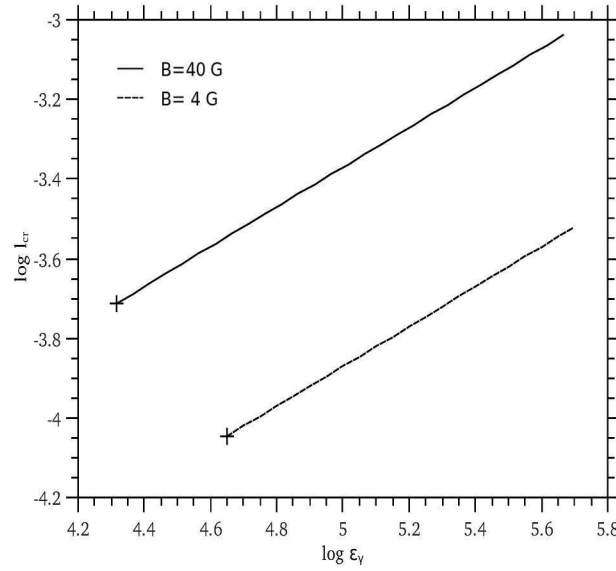
όπου  $x_{\text{max}} = b(\epsilon_\gamma/2)^2$ . πιλύνοντας την πιο πάνω εξίσωση ως προς το  $l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}$ , βρίσκουμε

$$\frac{4l_B}{3\epsilon_\gamma} \frac{\epsilon_\gamma^{3/2}}{2\sqrt{2b}} l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}} \gamma_{\text{cr}}^2 n_e(\gamma_{\text{cr}}) = \frac{2l_B}{3} \epsilon_\gamma \gamma_{\text{cr}}^2 n_e(\gamma_{\text{cr}}), \quad (1.28)$$

και

$$l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}} = \sqrt{2b\epsilon_\gamma}. \quad (1.29)$$

Για να συγκρίνουμε τα αποτελέσματά μας με την τιμή  $l_{\text{cr}}^{\text{SK}} = 3$  που βρήκαν οι SK07, οι οποίοι έχουν χρησιμοποιήσει καταστροφικές απώλειες σύγχροτρον, πρέπει να ακολουθήσουμε τα εξής βήματα:



**Σχήμα 1.3:** Λογαριθμικό διάγραμμα της κρίσιμης συμπαγότητας  $l_{\gamma,cr}^{inj}$  ως συνάρτηση της εισερχόμενης ενέργειας ακτίνων  $\gamma$   $\epsilon_\gamma$ , όταν χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση δ για την ενεργό διατομή  $\sigma_{\gamma\gamma}$ , για δύο τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου:  $B = 40$  G (συνεχής γραμμή) και  $B = 4$  G (διακεκομμένη γραμμή). Οι τιμές που υπολογίστηκαν από τους SK07 χρησιμοποιώντας μόνο καταστροφικές απώλειες σημειώνονται με σταυρούς.



## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

1. Η περίπτωση ψύξης σύγχροτρον εκφυλίζεται σε «περίπτωση καταστροφικών απωλειών» όταν η ενέργεια κατωφλίου για απορρόφηση ισούται με την μέγιστη ενέργεια μαλακών φωτονίων  $x_{\max}$ .
2. Στη μελέτων των SK07 ο όγκος ορίζεται ως  $V = \pi R^3$ , ενώ εμείς χρησιμοποιούμε  $V = 4/3\pi R^3$ . Επομένως, πρέπει να γίνει η αντικατάσταση  $l_{\text{cr}}^{\text{SK}} \rightarrow \frac{4}{3}l_{\text{cr}}^{\text{SK}}$ .
3. Τέλος, στη μελέτη των SK07 η συμπαγότητα δεν δίνεται από τον συμβατικό ορισμό, τον οποίο και υιοθετήσαμε, αλλά πολλαπλασιάζεται επί την ενέργεια  $\epsilon_\gamma$ .

Έτσι, το αποτέλεσμά μας θα πρέπει να συγκριθεί με  $\frac{4l_{\text{cr}}^{\text{SK}}}{3\epsilon_\gamma}$ . Η κρίσιμη συμπαγότητα ως συνάρτηση της για δύο τιμές του μαγνητικού πεδίου φαίνεται στο Σχ. 1.3. Οι δύο σταυροί σημειώνουν τις τιμές SK07 που συμφωνούν πλήρως με τις δικές μας στο όριο των καταστροφικών απωλειών. Σημειώνουμε επίσης πως η εξ. (1.4), που αποκτήθηκε κάνοντας πρώτης τάξης υπολογισμούς, συμφωνεί επίσης με την εξ. (1.29) στο όριο των καταστροφικών απωλειών.

### 1.2.2.2 Προσέγγιση συνάρτησης βήματος για την ενεργό διατομή $\sigma_{\gamma\gamma}$

Σε αυτήν την παράγραφο θα βρούμε αναλυτικά την κρίσιμη συμπαγότητα λαμπρότητας αφού υιοθετήσουμε μια πιο ρεαλιστική έκφραση για την ενεργό διατομή εξαύλωσης:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_T \sigma_0 \frac{H(x\epsilon_\gamma - 2)}{x\epsilon_\gamma}, \quad (1.30)$$

όπου η κανονικοποίηση που χρησιμοποιήθηκε είναι  $\sigma_0 = 4/3$ . Οι αρχικές εξισώσεις (1.5)-(1.7) διατηρούν την ίδια μορφή. Μόνο ο τελεστής για τις απώλειες φωτονίων γίνεται

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma = n(2\gamma) \int dx \sigma_0 \frac{H(x\epsilon_\gamma - 2)}{x\epsilon_\gamma} n'_0(x). \quad (1.31)$$

## 1.2 Αναλυτική προσέγγιση

Ακολουθώντας τα ίδια βήματα όπως αυτά που περιγράψαμε στην §2.2.2.1, για  $s = 0$  βρίσκουμε

$$\gamma^2 n'_e(\gamma) = C - A \int_{\gamma_{\text{cr}}}^{\gamma_{\text{max}}} d\gamma \gamma^{-2} n'_e(\gamma), \quad (1.32)$$

όπου  $A = \frac{2\bar{n}\sigma_0}{b^2\epsilon_\gamma}$  και  $\gamma_{\text{max}} = \epsilon_\gamma/2$ . Η εξίσωση (1.32) μπορεί να επιλυθεί επαναληπτικά όταν η πυκνότητα  $n'_e(\gamma)$  γραφεί ως άθροισμα προσεγγίσεων, με άλλα λόγια,  $n'_e(\gamma) = n^{(0)} + n^{(1)} + \dots$ . Υποθέτοντας για την πρώτη προσέγγιση την μορφή  $n^{(0)} = C\gamma^{-2}$ , βρίσκουμε τους επόμενους όρους της ανάπτυξης σε σειρά:

$$\begin{aligned} n^{(1)} &= C\gamma^{-2}\lambda \\ n^{(2)} &= C\gamma^{-2}\lambda^2, \end{aligned} \quad (1.33)$$

$$\vdots \quad (1.34)$$

όπου  $\lambda = \frac{A}{3} \left( \frac{1}{\gamma_{\text{max}}^3} - \frac{1}{\gamma_{\text{cr}}^3} \right)$  και  $|\lambda| < 1$  για τυπικές τιμές των παραμέτρων. Για παράδειγμα, βρίσκουμε  $\lambda \approx 10^{-7} \ll 1$  για ένα φωτόνιο ακτίνων  $\gamma$  ενέργειας μερικών GeV ( $\epsilon_\gamma = 10^5$ ), μαγνητικό πεδίο της τάξης  $\sim 10\text{G}$  ( $b = 10^{-12}$ ) και εισερχόμενη συμπαγότητα  $l_\gamma^{\text{inj}} = 10^{-4}$ . Έτσι, η σειρά συγκλίνει και η αριθμητική πυκνότητα  $n'_e$  μπορεί να βρεθεί σε κλειστή μορφή:

$$n'_e(\gamma) = \frac{C}{\gamma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \lambda^{n-1} = \frac{C}{\gamma^2(1-\lambda)}. \quad (1.35)$$

Έπειτα, η λαμπρότητα των μαλακών και σκληρών φωτονίων μπορεί να βρεθεί

$$l_\gamma^{s'} = \frac{4l_B}{3} \frac{C\epsilon_\gamma}{2(1-\lambda)} \quad (1.36)$$

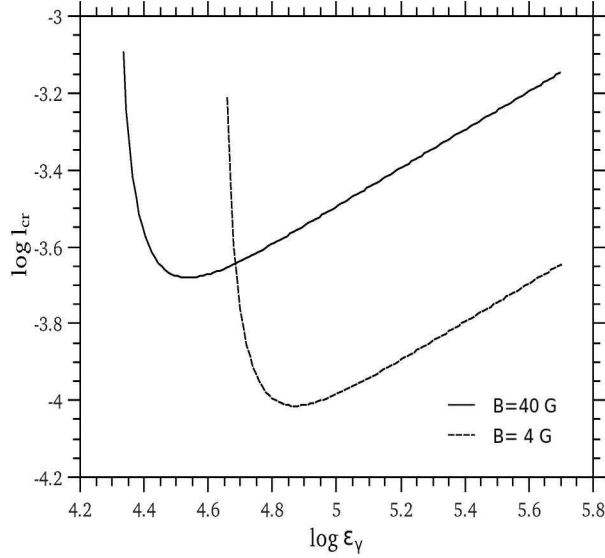
$$l_\gamma^{h'} = \frac{2l_B C \epsilon_\gamma^2}{3} \frac{|\lambda|}{1-\lambda}. \quad (1.37)$$

Η κρίσιμη τιμή της συμπαγότητας των ακτίνων  $\gamma$  δίνεται από

$$l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}} = \frac{b^2\epsilon_\gamma^2}{2\sigma_0} \left[ \left( \frac{b\epsilon_\gamma}{2} \right)^{3/2} - \frac{8}{\epsilon_\gamma^3} \right]^{-1}. \quad (1.38)$$

Το σχήμα 1.4 απεικονίζει την  $l_{\gamma,\text{cr}}^{\text{inj}}$  ως συνάρτηση της  $\epsilon_\gamma$  για δύο τιμές του μαγνητικού πεδίου. Όταν η ενέργεια κατωφλίου για απορρόφηση  $2/\epsilon_\gamma$  είναι πολύ πιο

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ



**Σχήμα 1.4:** Λογαριθμικό διάγραμμα της κρίσιμης συμπαγότητας  $l_{\gamma,cr}^{inj}$  ως συνάρτηση της ενέργειας  $\epsilon_\gamma$  των εισερχόμενων φωτονίων ακτίνων  $\gamma$ , όταν χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση συνάρτησης βήματος για την ενεργό διατομή  $\sigma_{\gamma\gamma}$  για δύο τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου:  $B = 40\text{G}$  (συνεχής γραμμή) και  $B = 4\text{G}$  (διακεκομμένη γραμμή).

χαμηλή από την μέγιστη ενέργεια των μαλακών φωτονίων σύγχροτρον  $b\epsilon_\gamma^2/4$ , η κρίσιμη συμπαγότητα ως συνάρτηση της  $\epsilon_\gamma$  συμπεριφέρεται όπως στην περίπτωση της συνάρτησης  $\delta$  για την ενεργό διατομή. Ωστόσο, όταν οι δύο ενέργειες γίνονται συγκρίσιμες, η  $l_{\gamma,cr}^{inj}$  αυξάνεται απότομα, επειδή ο αριθμός των μαλακών φωτονίων που λειτουργούν ως στόχοι για την απορρόφηση ελαττώνεται σημαντικά. Αυτό το φαινόμενο φαίνεται στο σχ. 1.4 ως αλλαγή στην καμπυλότητα των καμπύλων.

### 1.3 Αριθμητική προσέγγιση

Για να ερευνήσουμε αριθμητικά τις ιδιότητες της απορρόφησης, το σύστημα των εξισώσεων (1.5)-(1.7) πρέπει να λυθεί εκ νέου, αφού συμπεριληφθούν περισσότερες φυσικές διεργασίες. Καθώς στον αριθμητικό κώδικα, δεν χρειάζεται να χειριστούμε την χρονο-εξέλιξη των μαλακών φωτονίων και των ακτίνων  $\gamma$  μέσα από διαφορετικές

### 1.3 Αριθμητική προσέγγιση

εξισώσεις, το σύστημα μπορεί να γραφτεί :

$$\frac{\partial n_e(\gamma, t)}{\partial t} + \frac{n_e}{t_{e, \text{esc}}} = \mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e + \mathcal{L}_{\text{syn}}^e + \mathcal{L}_{\text{ics}}^e \quad (1.39)$$

και

$$\frac{\partial n_\gamma(x, t)}{\partial t} + \frac{n_\gamma}{t_{\gamma, \text{esc}}} = \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma + \mathcal{Q}_{\text{syn}}^\gamma + \mathcal{Q}_{\text{ics}}^\gamma + \mathcal{L}_{\text{ssa}}^\gamma + \mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma, \quad (1.40)$$

όπου  $n_e$  και  $n_\gamma$  διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες των ηλεκτρονίων και των φωτονίων αντίστοιχα, κανονικοποιημένες όπως στην §2.2. Εδώ λαμβάνουμε υπόψη τις ακόλουθες διαδικασίες: (i) Δίδυμη γένεση φωτονίου-φωτονίου, η οποία δρα ως όρος πηγής για τα ηλεκτρόνια ( $\mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e$ ) και όρος καταβόθρας για τα φωτόνια ( $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma$ ), (ii) ακτινοβολία σύγχροτρον, η οποία δρα ως όρος απώλειας για τα ηλεκτρόνια ( $\mathcal{L}_{\text{syn}}^e$ ) και ως όρος πηγής για τα φωτόνια ( $\mathcal{Q}_{\text{syn}}^\gamma$ ), (iii) αυτό-απορρόφηση σύγχροτρον, η οποία δρα ως όρος απώλειας για τα φωτόνια ( $\mathcal{L}_{\text{ssa}}^\gamma$ ) και (iv) αντίστροφος σχεδιασμός Compton, ο οποίος δρα ως όρος απώλειας για τα ηλεκτρόνια ( $\mathcal{L}_{\text{ics}}^e$ ) και όρος πηγής για τα φωτόνια ( $\mathcal{Q}_{\text{ics}}^\gamma$ ). Εκτός από τα παραπάνω, υποθέτουμε πως οι ακτίνες  $\gamma$  εισέρχονται στην πηγή μέσω του όρου  $\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma$ . Οι συναρτησιακές μορφές των διαφόρων ρυθμών έχουν παρουσιαστεί αλλού – (77) και (93). Υποθέτουμε, τέλος, πως τα φωτόνια διαφεύγουν από την πηγή σε έναν χρόνο διέλευσης, έτσι  $t_{\gamma, \text{esc}} = R/c$ . Οι παράμετροι του προβλήματος έχουν πλήρως προσδιοριστεί μόλις τεθούν οι τιμές της ακτίνας  $R$  και του μαγνητικού πεδίου  $B$  και προσδιοριστεί ο ρυθμός εισροής  $\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma$ . Επειδή ο όρος  $\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma$  στην πραγματικότητα έχει σχέση με την εισερχόμενη λαμπρότητα  $L_\gamma^{\text{inj}}$  μέσω της σχέσης

$$L_\gamma^{\text{inj}} = (m_e c^2)^2 V \int dx \, x \, \mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma, \quad (1.41)$$

όπου  $V$  είναι ο όγκος της πηγής, ο ρυθμός εισροής προσδιορίζεται μόλις η εισερχόμενη συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$   $\ell_\gamma^{\text{inj}}$  και η συναρτησιακή εξάρτηση του  $\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma$  από την  $\epsilon_\gamma$  οριστεί. Η χρονική κλίμακα της διαφυγής των ηλεκτρονίων από την πηγή  $t_{e, \text{esc}}$  είναι μία ακόμη ελεύθερη παράμετρος η οποία, παρόλα αυτά, δεν είναι σημαντική στη μελέτη μας. Επομένως θα την θεωρήσουμε δεδομένη και ίση με  $t_{e, \text{esc}} = t_{\gamma, \text{esc}} = R/c$ . Απομένει μόνο ο ορισμός των αρχικών συνθηκών για τις αριθμητικές πυκνότητες ηλεκτρονίων και φωτονίων. Επειδή ερευνούμε την αυθόρμητη ανάπτυξη ζευγών και φωτονίων σύγχροτρον, υποθέτουμε πως σε  $t = 0$  δεν υπάρχουν ηλεκτρόνια ή

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

φωτόνια στην πηγή, έτσι θέτουμε  $n_e(\gamma, 0) = n_\gamma(x, 0) = 0^1$ .

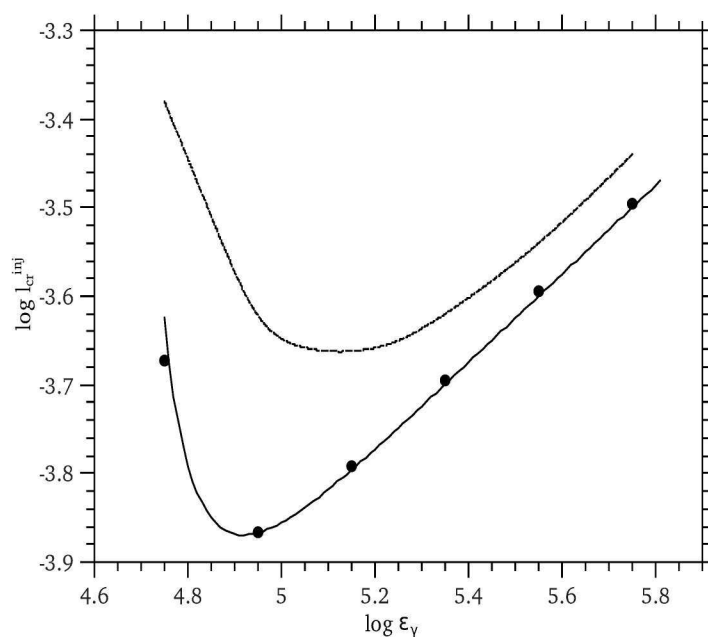
### 1.3.1 Μονοενεργητική εισαγωγή ακτίνων γ στην πηγή

Ως πρώτο παράδειγμα μελετάμε την περίπτωση όπου οι εισερχόμενες ακτίνες γ είναι μονοενεργειακές με ενέργεια  $\epsilon_\gamma$ . Επειδή υποθέτουμε ότι δεν υπάρχουν μαλακά φωτόνια στην πηγή οι εισερχόμενες ακτίνες γ θα διαφύγουν ελεύθερα και το φάσμα τους μετά την διαφυγή θα είναι απλώς αυτό της παραγωγής τους – τετριμμένη λύση των κινητικών εξισώσεων. Ηλεκτρόνια και φωτόνια με ενέργειες διαφορετικές από  $\epsilon_\gamma$  θα παραμείνουν στις αρχικές τους τιμές, με άλλα λόγια,  $n_e(\gamma, t) = n_\gamma(x, t) = 0$ .

Πριν εξετάσουμε αριθμητικά την σταθερότητα του παραπάνω συστήματος χρησιμοποιώντας τις πλήρεις εκφράσεις για την ενεργό διατομή απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου και για τις εκπεμφιμότητες, διεξάγουμε μια δοκιμή συγκρίνοντας το αναλυτικό αποτέλεσμα που δίνεται από την εξ. (1.38) με το αντίστοιχο αριθμητικό. Οι δύο λύσεις συμφωνούν πλήρως όπως δείχνει το Σχ. 1.5. Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζουμε το διάγραμμα της κρίσιμης συμπαγότητας ακτίνων γ όπως βρέθηκε αριθμητικά, όταν όλες οι ποσότητες που χρησιμοποιήθηκαν δόθηκαν από τις πλήρεις εκφράσεις τους. Η ποιητική συμπεριφορά της λύσης του πλήρους προβλήματος αναπαράγεται αρκετά καλά από την αναλυτική, που αποκτήθηκε όταν χρησιμοποιήσαμε τις προσεγγίσεις συνάρτησης βήματος και συνάρτησης  $\delta$  για την ενεργό διατομή και την εκπεμφιμότητα σύγχροτρον αντίστοιχα. Αυτό μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε επίσης την αναλυτική έκφραση που δίνεται από την (1.38) για το πλήρες πρόβλημα, όταν ερευνούμε τις ιδιότητες της απορρόφησης τουλάχιστον ποιοτικά. Από αυτό το σχήμα γίνεται εμφανές ότι οι απορρόφηση ακτίνων γ μπορεί επηρεάσει όλα τα φωτόνια με ενέργειες που ικανοποιούν την συνθήκη ανατροφοδότησης. Ξεκινώντας από αυτήν την ενέργεια και κινούμενοι προοδευτικά προς τις πιο υψηλές, βρίσκουμε πως η κρίσιμη συμπαγότητα πρώτα μειώνεται απότομα έως ότου φτάσει ένα ελάχιστο και μετά αρχίζει να αυξάνεται ξανά καθώς ασυμπτωτικά. Η ακριβής τιμή της κρίσιμης συμπαγότητας εξαρτάται επίσης από την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Για ένα υψηλότερο πεδίο  $B$  η απαιτούμενη ελάχιστη ενέργεια μειώνεται, κάτι που μπορεί εύκολα να συμπεράνουμε από την εξ. (1.2). Σημειώστε επίσης πως λόγω της

---

<sup>1</sup>Πρακτικά, χρησιμοποιούμε ως αρχική συνθήκη μια πολύ χαμηλή πυκνότητα ηλεκτρονίων και φωτονίων, η οποία λαμβάνεται ως υπόβαθρο από τον αριθμητικό κώδικα. Για παράδειγμα, θεωρούμε ότι  $n_e(\gamma, 0) = 10^{-20}\gamma^{-2}$ , η οποία είναι αμελητέα όταν συγκριθεί με την αντίστοιχη τιμή σε κατάσταση ισορροπίας.



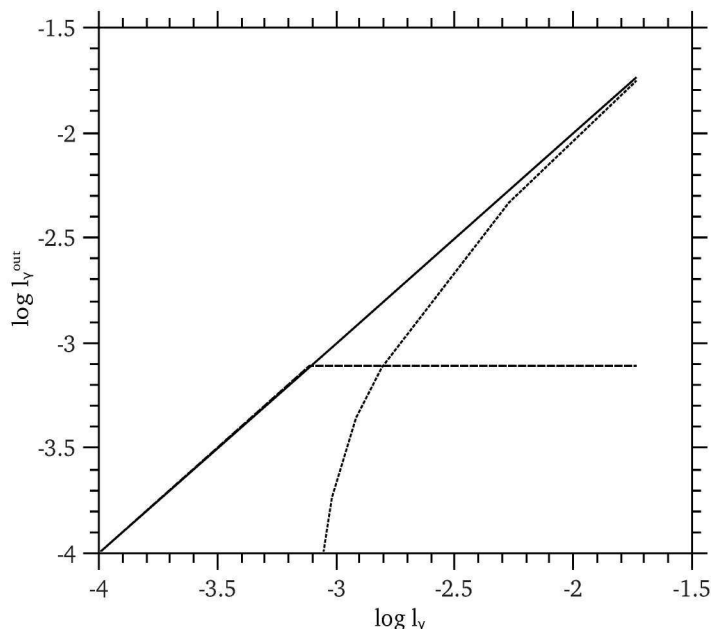
**Σχήμα 1.5:** Η κρίσιμη συμπαγότητα ακτίνων  $\gamma$  ως συνάρτηση της  $\epsilon_\gamma$  όταν (i) η  $\sigma_{\gamma\gamma}$  και η εκπεψιμότητα σύγχροτρον προσεγγίζονται από συνάρτηση βήματος και συνάρτηση  $\delta$  αντίστοιχα και (ii) όταν και για τις δύο ποσότητες χρησιμοποιούνται οι πλήρεις εκφράσεις. Στην πρώτη περίπτωση φαίνονται το αριθμητικό αποτέλεσμα (σημεία) και το αναλυτικό που δίνεται από την εξ. (1.38) (συνεχής γραμμή). Μπορούμε να χειριστούμε το πλήρες πρόβλημα μόνο αριθμητικά και το αντίστοιχο αποτέλεσμα φαίνεται με μια διακεκομμένη γραμμή. Το μέγεθος της πηγής είναι  $R = 3 \times 10^{16} \text{cm}$  και η ένταση του μαγνητικού πεδίου  $B = 3.57 \text{G}$ .

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

οριακής σχέσης (1.38), η απαιτούμενη κρίσιμη εισερχόμενη συμπαγότητα γίνεται πιο υψηλή. Έτσι, αυξάνοντας το  $B$ , η αντίστοιχη καμπύλη μετατοπίζεται προς χαμηλότερες ενέργειες ακτίνων  $\gamma$  και υψηλότερες κρίσιμες συμπαγότητες, κρατώντας το σχήμα της (δείτε π.χ. Σχ. 1.4).

Το σχήμα 1.6 απεικονίζει τα αποτελέσματα μιας σειράς από δοκιμές όπου κρατήσαμε την ενέργεια  $\epsilon_\gamma$  σταθερή και μεταβάλαμε την εισερχόμενη συμπαγότητα  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$ . Για αρκετά χαμηλές τιμές της τελευταίας παραμέτρου, όλες οι ακτίνες  $\gamma$  πράγματι διαφεύγουν από το σύστημα χωρίς οποιαδήποτε απόσβεση. Αν ονομάσουμε την συμπαγότητα της εξερχόμενης ακτινοβολίας  $\ell_\gamma^h$  με ενέργεια  $\epsilon_\gamma$ , τότε προφανώς, σε αυτήν την περίπτωση  $\ell_\gamma^{\text{out}} = \ell_\gamma^h = \ell_\gamma^{\text{inj}}$ , όπου  $\ell_\gamma^{\text{out}}$  είναι η συμπαγότητα της εξερχόμενης λαμπρότητας. Ωστόσο, πάνω από μια κρίσιμη τιμή της  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$ , την οποία θα ονομάσουμε  $\ell_{\gamma, \text{cr}}^{\text{inj}}$ , ο βρόγχος που περιγράψαμε παραπάνω αρχίζει να λειτουργεί, μεταφέροντας την λαμπρότητα των ακτίνων  $\gamma$  σε πιο μαλακή ακτινοβολία. Έτσι, για  $\ell_\gamma^{\text{inj}} > \ell_{\gamma, \text{cr}}^{\text{inj}}$  παίρνουμε  $\ell_\gamma^{\text{out}} = \ell_\gamma^s + \ell_\gamma^h = \ell_\gamma^s + \ell_{\gamma, \text{cr}}^{\text{inj}}$  διότι η  $\ell_\gamma^h$  φτάνει τον κορεσμό – με  $\ell_\gamma^s$  υποδηλώνουμε την συμπαγότητα της ‘επαναεπεξεργασμένης’ λαμπρότητας, η οποία εμφανίζεται σε χαμηλότερες ενέργειες. Αυτό φαίνεται στο Σχ. 1.6, όπου η διακεκομμένη γραμμή αντιπροσωπεύει την  $\ell_\gamma^h$ , η στικτή γραμμή την  $\ell_\gamma^s$  και η συνεχής γραμμή την  $\ell_\gamma^{\text{out}}$ , η οποία είναι πάντα ίση με την  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$  γιατί δεν υπάρχουν καταβόθρες φωτονίων παρούσες. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα που απεικονίζεται στο Σχ. 1.6 οι τιμές των άλλων παραμέτρων που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι,  $R = 3 \times 10^{16} \text{cm}$ ,  $B = 40 \text{G}$  και  $\epsilon_\gamma = 2.3 \times 10^4$ .

Το σχήμα 4.3 απεικονίζει το πολυκυματικό φάσμα για την συγκεκριμένη τιμή της  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$ , η οποία έχει ως αποτέλεσμα την ισοκατανομή μεταξύ της χαμηλοενεργειακής και υψηλοενεργειακής λαμπρότητας, με άλλα λόγια  $\ell_\gamma^s = \ell_\gamma^h$ . Ενώ η υψηλοενεργειακή λαμπρότητα είναι απλώς η μονοενεργειακή ακτινοβολία που διαφεύγει με ενέργεια  $\epsilon_\gamma$ , το χαμηλοενεργειακό φάσμα αποτελείται κυρίως από την συνιστώσα σύγχροτρον που παράγεται από τα δευτερογενή ζεύγη, τα οποία εισήρθαν με ενέργειες  $\gamma_p = \gamma_e = \epsilon_\gamma/2$ . Το μέγιστο αυτής της συνιστώσας παρουσιάζεται στην ενέργεια  $\epsilon_{\text{pk}}^s = b\gamma^2$ , ενώ έχει φασματικό δείκτη  $-1/2$  (ή  $+1/2$  σε μονάδες  $\nu F_\nu$ ) ως αποτέλεσμα της ψύξης των ηλεκτρονίων σε κατανομή  $\gamma^{-2}$  κάτω από την εισερχόμενη ενέργεια. Υπάρχει επίσης μια συνιστώσα σύγχροτρον self-Compton (SSC), η οποία καταστέλλεται σημαντικά λόγω του φαινομένου Klein-Nishina. Όπως φαίνεται από το σχήμα, οι διορθώσεις που εισάγονται όταν συμπεριλάβουμε τον αντίστροφο σχεδασμό Compton και την αυτό-απορρόφηση σύγχροτρον είναι αμελητέες, τουλάχιστον για το δικό μας σύνολο



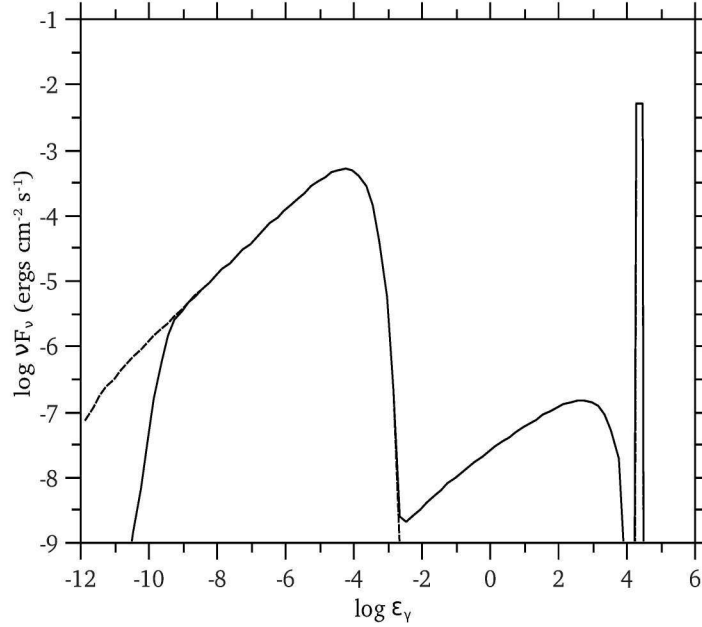
**Σχήμα 1.6:** Διάγραμμα της συμπαγότητας της εξερχόμενης σκληρής  $\ell_\gamma^h$  (διακεκομμένη γραμμή), της μαλακής  $\ell_\gamma^s$  (στικτή γραμμή) και της συνολικής εκπεμπόμενης λαμπρότητας  $\ell_\gamma^{\text{out}}$  (συνεχής γραμμή) ως συνάρτηση της εισερχόμενης συμπαγότητας  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$ . Υποθέτουμε πως οι ακτίνες  $\gamma$  είναι μονοενεργειακές και εισέρχονται με ενέργεια  $\epsilon_\gamma = 2.3 \times 10^4$ . Το μέγεθος της πηγής είναι  $R = 3 \times 10^{16} \text{ cm}$  ενώ η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι  $B = 40 \text{ G}$ .

παραμέτρων.

Το σχήμα 1.8 δείχνει την χρονική εξέλιξη των διαφορετικών συμπαγιοτήτων για το παράδειγμα που παρουσιάσαμε στο σχήμα 4.3. Παρόλο που το δυναμικό, μη-γραμμικό σύστημα εξισώσεων που περιγράφει το σύστημα (δείτε για παράδειγμα το σύστημα εξ. (1.16)» είναι τρίτης τάξης και θεωρητικά μπορεί να οδηγήσει σε ασταθείς λύσεις ή/και ‘χαοτική’ συμπεριφορά (SK07), το σύστημα γρήγορα φτάνει μια σταθερή κατάσταση ύστερα από μερικούς χρόνους διέλευσης. Το σχήμα 1.8 δείχνει πως, παρόλο που αρχικά δεν υπάρχει, δημιουργείται ένας πληθυσμός μαλακών φωτονίων, ο οποίος οδηγεί σε μείωση της  $\ell_\gamma^h$  επειδή οι ακτίνες  $\gamma$  απορροφούνται από τα μαλακά φωτόνια.



# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ



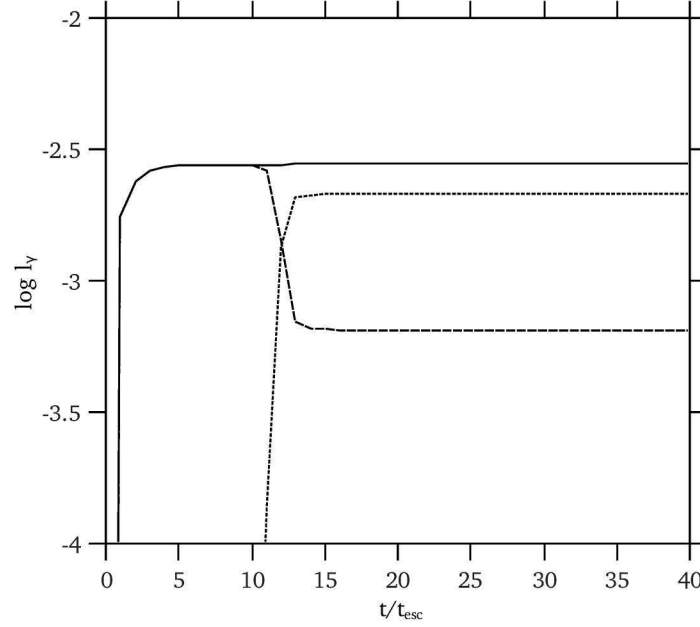
**Σχήμα 1.7:** Πολυκυματικό φάσμα για μια επιλογή της  $\ell_{\gamma}^{\text{inj}}$  τέτοιας ώστε  $\ell_{\gamma}^{\text{s}} = \ell_{\gamma}^{\text{h}}$ . Οι υπόλοιπες παράμετροι είναι ίδιες όπως στο σχήμα 1.6. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στην περίπτωση όπου όλες οι σχετικές διαδικασίες εκπομπής ακτινοβολίας λήφθηκαν υπόψη, ενώ η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην περίπτωση όπου υπολογίστηκαν μόνο οι δύο ‘βασικές’ διαδικασίες, δηλαδή η σύγχροτρον ακτινοβολία και η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου.

## 1.3.2 Εισαγωγή νόμου δύναμης ακτίνων γ στην πηγή

Σαν επόμενο βήμα θα ερευνήσουμε τις επιπτώσεις της απορρόφησης για εισροή ακτίνων γ με κατανομή νόμου δύναμης, με άλλα λόγια όταν η εισερχόμενη ροή μπορεί να γραφτεί ως

$$Q_{\gamma} = Q_0 \epsilon_{\gamma}^{-\alpha} H(\epsilon_{\gamma} - \epsilon_{\gamma\text{min}}) H(\epsilon_{\gamma\text{max}} - \epsilon_{\gamma}), \quad (1.42)$$

όπου  $Q_0$  μια σταθερά κανονικοποίησης που εξαρτάται από την τιμή  $\alpha$  καθώς και από το ανώτατο και κατώτατο όριο της ενέργειας της κατανομής. Πριν προχωρήσουμε σε πιο ποσοτικούς υπολογισμούς, σημειώνουμε πως προφανώς, για μια δεδομένη τιμή  $B$ , το κριτήριο ανατροφοδότησης ώστε να ξεκινήσει η απορρόφηση θα δίνεται από την εξ. (1.2), όπου η  $\epsilon_{\gamma}$  θα πρέπει να αντικατασταθεί από το  $\epsilon_{\gamma\text{max}}$ . Αν υποθέσουμε πως αυτή η συνθήκη ευσταθεί και πως η συμπαγότητα των ακτίνων γ είναι πάνω από



**Σχήμα 1.8:** Χρονική εξέλιξη της χαμηλοενεργειακής (στικτή γραμμή), της υψηλοενεργειακής (διακεκομμένη γραμμή) και της συνολικής (συνεχής γραμμή) συμπαγότητας για το ίδιο σύνολο παραμέτρων όπως στο σχήμα 4.3.

την κρίσιμη, η παραγωγή φωτονίων σύγχροτρον με ενέργεια  $x_{\max} = b\epsilon_{\gamma\max}^2/4$  είναι βέβαιη. Αυτό σημαίνει πως ακτίνες  $\gamma$  με ενέργεια  $\epsilon_\gamma \gtrsim \epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$  θα πρέπει υποστούν απορρόφηση, όπου

$$\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}} = 2/x_{\max} = 8/b\epsilon_{\gamma\max}^2. \quad (1.43)$$

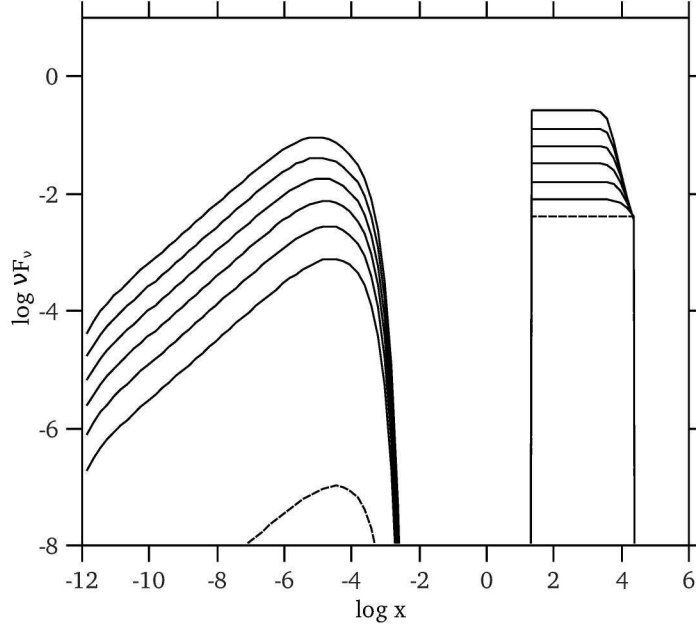
Έτσι, ανάλογα με την σχέση μεταξύ  $\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$  και  $\epsilon_{\gamma\min}$  μπορούμε να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις:

(i)  $\epsilon_{\gamma\min} < \epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$ : Σε αυτήν την περίπτωση η απορρόφηση θα επηρεάσει ακτίνες  $\gamma$  με ενέργεια από  $\epsilon_{\gamma\max}$  μέχρι και  $\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$ . Για  $\epsilon_\gamma \leq \epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$  το φάσμα δεν θα επηρεαστεί, δηλαδή θα είναι το ίδιο με αυτό της εισροής.

(ii)  $\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}} < \epsilon_{\gamma\min}$ : Σε αυτήν την περίπτωση η απορρόφηση θα επηρεάσει όλο το φάσμα των ακτίνων  $\gamma$ .

Οι παραπάνω δύο περιπτώσεις απεικονίζονται στα σχήματα 1.9 και 1.10. Και στις δύο περιπτώσεις υποθέσαμε πως ακτίνες  $\gamma$  με κατανομή νόμου δύναμης και κλίση  $\alpha = 2$  εισέρχονται σε μια πηγή ακτίνας  $R = 3 \times 10^{16}\text{cm}$  μαγνητικού πεδίου έντασης

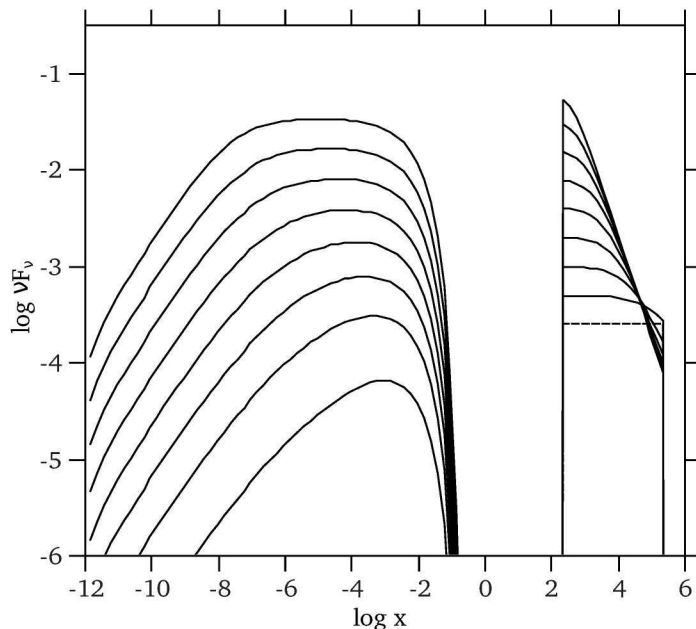
# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ



**Σχήμα 1.9:** Πολυκυματικά φάσματα για εισροή ακτίνων  $\gamma$  με κατανομή νόμου δύναμης της μορφής  $Q_\gamma = Q_0 \epsilon_\gamma^{-2}$  για  $\epsilon_{\gamma\min} < \epsilon_\gamma < \epsilon_{\gamma\max}$  με  $\epsilon_{\gamma\min} = 23$  και  $\epsilon_{\gamma\max} = 2.3 \times 10^4$  για διάφορες τιμές της σταθεράς κανονικοποίησης  $Q_0$ . Αυτή ξεκινά από  $Q_0 = 4 \times 10^{-3}$  και ξεπερνά την προηγούμενη τιμή της κατά το διπλάσιο. Οι καμπύλες με διακεκομμένες γραμμές αντιπροσωπεύουν τις δοκιμές χωρίς απορρόφηση. Η παράμετροι της πηγής είναι  $B = 40\text{G}$  και  $R = 3 \times 10^{16}\text{cm}$ .

$B = 40\text{G}$ . Η μόνη διαφορά ανάμεσα στις δύο περιπτώσεις είναι τα κατώτατα και ανώτατα όρια, τα οποία είναι  $\epsilon_{\gamma\min} = 23$  και  $\epsilon_{\gamma\max} = 2.3 \times 10^4$  για την περίπτωση που απεικονίζεται στο Σχ. 1.9 και  $\epsilon_{\gamma\min} = 230$  και  $\epsilon_{\gamma\max} = 2.3 \times 10^5$  για την περίπτωση που απεικονίζεται στο Σχ. 1.10.

Στην περίπτωση του Σχ. 1.9 έχουμε  $\epsilon_{\gamma\min} < \epsilon_{\gamma\min,\text{eff}} = 1.7 \times 10^4$  και, όπως φαίνεται από το σχήμα, η κατανομή νόμου δύναμης ‘σπάει’ πάνω από το  $\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$  λόγω της αυτόματης απορρόφησης – πράγματι, βρίσκουμε πως η τιμή της  $\epsilon_{\gamma\min,\text{eff}}$  είναι στην πραγματικότητα μισή από εκείνη που δίνεται από την εξ. (1.43), επειδή στους αριθμητικούς υπολογισμούς που παρουσιάζονται εδώ χρησιμοποιούμε τις πλήρεις εκφράσεις για την εκπεφμιμότητα σύγχροτρον και την ενεργό διατομή απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου και όχι τις προσεγγίσεις συνάρτησης  $\delta$  που εννοούνται στην εξαγωγή της παραπάνω σχέσης. Είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι καθώς η



**Σχήμα 1.10:** Όπως στο Σχ. 1.9 με  $\epsilon_{\gamma\min} = 2.3 \times 10^2$ ,  $\epsilon_{\gamma\max} = 2.3 \times 10^5$  και  $Q_0$  το οποίο ξεκινά από  $Q_0 = 2.5 \times 10^{-4}$ .

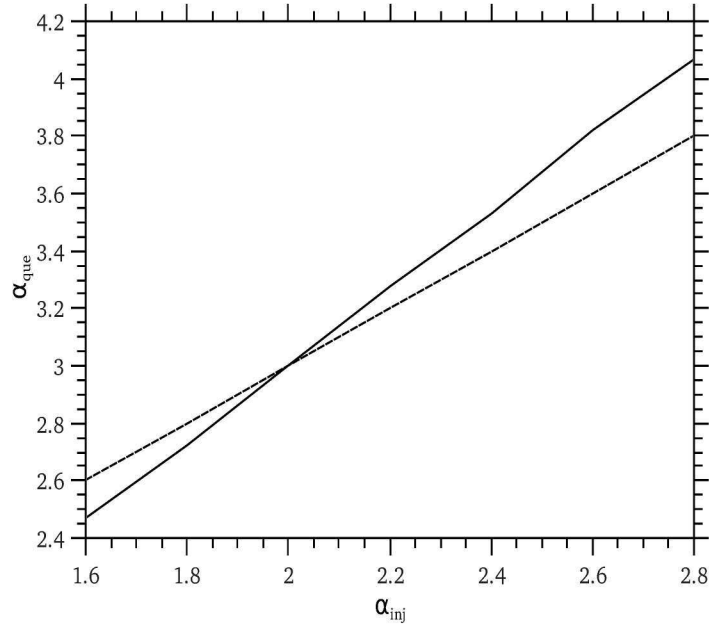
λαμπρότητα των ακτίνων  $\gamma$  αυξάνεται και έτσι η απορρόφηση γίνεται πιο αποτελεσματική, το σπάσιμο μεταξύ του μη απορροφημένου και του απορροφημένου κομματιού του νόμου δύναμης γίνεται πιο απότομο.

Στην περίπτωση του Σχ. 1.10, από την άλλη, η επιλογή των παραμέτρων ήταν τέτοια ώστε η  $\epsilon_{\gamma\min, \text{eff}}$  να είναι συγκρίσιμη με την  $\epsilon_{\gamma\min}$ . Έτσι, σύμφωνα με την ποιοτική ανάλυση που παρουσιάστηκε παραπάνω, η απορρόφηση θα πρέπει να επηρεάσει ολόκληρη την κατανομή ακτίνων  $\gamma$ . Πράγματι, όπως μπορούμε να συμπεράνουμε από το σχήμα, καθώς αυξάνεται η λαμπρότητα, η απορρόφηση κινείται προοδευτικά προς τις χαμηλότερες ενέργειες ακτίνων  $\gamma$ , έως ότου επηρεάσει ολόκληρη την κατανομή.

Επίσης ερευνήσαμε την σχέση μεταξύ της κλίσης του εισερχόμενου ( $\alpha_{\text{inj}}$ ) και του απορροφημένου ( $\alpha_{\text{que}}$ ) φάσματος ακτίνων  $\gamma$ . Για τον λόγο αυτό, εκτελέσαμε τον κώδικα για διαφορετικές κλίσεις  $\alpha_{\text{inj}}$ , επιλέγοντας κάθε φορά κατάλληλες τιμές των παραμέτρων της πηγής ώστε να επιτραπεί η αυτόματη απορρόφηση. Το σχήμα 1.11 δείχνει το αποτέλεσμα των δοκιμών (συνεχής γραμμή) και την κλίση  $\alpha_{\text{inj}} + 1$  (διακεκομμένη γραμμή) για λόγους σύγκρισης. Βρίσκουμε ότι  $\alpha_{\text{que}} \propto 1.34\alpha_{\text{inj}}$ . Έτσι η απορρόφηση γίνεται πιο έντονη καθώς το εισερχόμενο φάσμα γίνεται πιο

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---



**Σχήμα 1.11:** Κλίση του φάσματος ακτίνων  $\gamma$  που έχουν υποστεί αυτόματη απορρόφηση ως συνάρτηση της κλίσης του εισερχόμενου φάσματος (συνεχής γραμμή). Για να διευκολύνουμε την σύγκριση, σχεδιάστηκε επίσης η γραμμή  $\alpha_{inj} + 1$  (διακεκομμένη γραμμή).

απότομο.

### 1.4 Εφαρμογή σε μονοζωνικά ομογενή μοντέλα ακτινοβολίας: η περίπτωση του κβάζαρ 3C 279

Τα παραπάνω έχουν μια ξεκάθαρη εφαρμογή στα ονομαζόμενα μονοζωνικά ομογενή μοντέλα ακτινοβολίας, τα οποία χρησιμοποιούνται συνήθως για την ερμηνεία του πολυχυματικού φάσματος των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων(3, 16). Σύμφωνα με αυτά τα μοντέλα, η ‘πηγή’ περιέχει σχετικιστικά ηλεκτρόνια και/ή πρωτόνια, τα οποία εκπέμπουν μη θερμική ακτινοβολία μέσω διάφορων διαδικασιών και παράγουν ένα φάσμα το οποίο, στη συνέχεια, χρησιμοποιείται για την μοντελοποίηση των

#### 1.4 Εφαρμογή σε μονοζωνικά ομογενή μοντέλα ακτινοβολίας: η περίπτωση του κβάζαρ 3C 279

παρατηρησιακών δεδομένων – στη διαδικασία της μοντελοποίησης μεταβάλλονται ορισμένες σημαντικές παραμέτροι – για μια λεπτομερή περιγραφή δείτε (77) και (65).

Εναλλακτικά, κάποιος μπορεί να υποθέσει πως οι ακτίνες  $\gamma$  παράγονται από κάποιον μηχανισμό και να ερευνήσει τον επιτρεπόμενο παραμετρικό χώρο που επιτρέπει την διαφυγή αυτών των ακτίνων  $\gamma$ . Για να εκτελέσει κανείς αυτήν την ανάλυση, δεν απαιτεί την ύπαρξη άλλων χαμηλοενεργειακών φωτονίων που δρουν ως στόχοι, αλλά απλά χρειάζεται να διασφαλίσει τις συνθήκες κατωφλίου για αυτόματη απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$ . Με άλλα λόγια, η σχετική ερώτηση που πρέπει να θέσει κάποιος είναι: Υποθέστε μια σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  που περιέχει μαγνητικό πεδίο  $B$  και παράγει ένα φάσμα ακτίνων  $\gamma$  που μετριέται στη γη με μία ροή  $F_\gamma(\epsilon_\gamma)$  – αφού έχει διορθωθεί για απορρόφηση από το εγωγαλαξιακό φως υποβάθρου (*extragalactic background light or EBL*). Αν η πηγή κινείται με παράγοντα Doppler  $\delta$  σε σχέση με κάποιον γήινο παρατηρητή, ποιός είναι ο παραμετρικός χώρος του  $R, B$  και  $\delta$  που επιτρέπει στις ακτίνες  $\gamma$  να διαφύγουν; Όπως θα δείξουμε, αυτό μπορεί να δώσει πολύ ξεκάθαρα όρια για τον παράγοντα Doppler  $\delta$ .

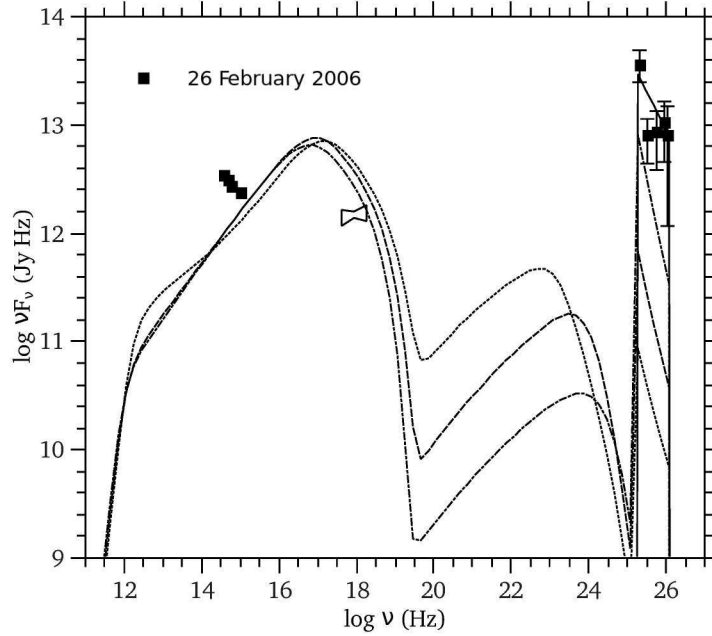
Ο λαμπρός κβάζαρ 3C 279 είναι ένα καλό παράδειγμα. Μια πρόσφατη κατανοητή ανασκόπηση των παρατηρήσεων μπορεί να βρεθεί στο (16). Εδώ θα εστιάσουμε κυρίως στην εκστρατεία του 2006, η οποία ανακάλυψε την πηγή σε ακτίνες πολύ υψηλής ενέργειας, δείχνοντας μια υψηλή ροή σε TeV ενέργειες (68), ενώ οι ακτίνες X ήταν σε πολύ χαμηλότερο επίπεδο. Για να εφαρμόσουμε τις ιδέες που συζητήθηκαν στην προηγούμενη ενότητα, θα ακολουθήσουμε την παρακάτω διαδικασία: Υποθέτουμε μια σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  που κινείται με παράγοντα Doppler  $\delta$  σε σχέση με εμάς και περιέχει μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$ . Υποθέτουμε επίσης ότι ακτίνες  $\gamma$  παράγονται από κάποιον απροσδιόριστο μηχανισμό μέσα στην πηγή και, μετά την διαφυγή, σχηματίζουν το παρατηρούμενο φάσμα ακτίνων  $\gamma$ . Αν η  $\ell_\gamma^{\text{inj}}$  είναι η συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  (βλέπε π.χ. εξ. 1.1), μπορούμε να την συσχετίσουμε με την ολοκληρωμένη ροή που έχει παρατηρηθεί  $F_\gamma^{\text{int}}$  μέσω της σχέσης

$$\ell_\gamma^{\text{inj}} = \frac{3\sigma_T F_\gamma^{\text{int}} D_L^2}{\delta^4 R m_e c^3} \quad (1.44)$$

όπου  $D_L = 3.08 \text{ Gpc}$  απόσταση λαμπρότητας από την πηγή. Σε ό,τι ακολουθεί υποθέτουμε ένα κοσμολογικό μοντέλο με  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  και  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

Για να μοντελοποιήσουμε την εκπομπή στην περιοχή των TeV ενεργειών, πραγματοποιήσαμε μια προσαρμογή (φिट)  $\chi^2$  στα δεδομένα MAGIC, διορθωμένη για δια-

# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

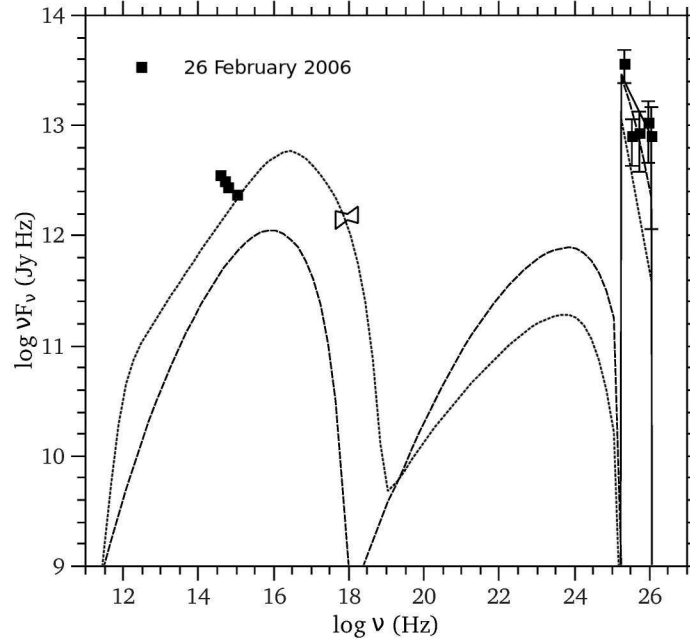


**Σχήμα 1.12:** Πολυκυματικά φάσματα του 3C 279 για  $R = 10^{16}$  cm,  $B = 40$  G και  $\delta = 10^{0.8}$  (στικτή γραμμή),  $10^{1.0}$  (διακεκομμένη γραμμή),  $10^{1.2}$  (στικτή-διακεκομμένη γραμμή) ανδ  $10^{1.4}$  (συνεχής γραμμή). Σε όλες τις περιπτώσεις η εισαγωγή ακτίνων γ στην πηγή θα είχε οδηγήσει στην παραγωγή του φάσματος με την συνεχή γραμμή, υπό την απουσία ωστόσο της αυτόματης απορρόφησης. Τα μαύρα τετράγωνα και το ‘παπιγιόν’ απεικονίζουν τα παρατηρησιακά δεδομένα του Φεβρουαρίου 2006.

γαλαξιακή απορρόφηση γγ (16), της μορφής  $\nu F_\nu = A\nu^{-\alpha}$  για  $\nu_{\min}^{\text{obs}} < \nu < \nu_{\max}^{\text{obs}}$ , όπου  $A = 1.3 \times 10^{31} \text{ Jy} \cdot \text{Hz}$ ,  $\alpha = 0.7$ ,  $\nu_{\min}^{\text{obs}} = 2 \times 10^{25} \text{ Hz}$  και  $\nu_{\max}^{\text{obs}} = 10^{26} \text{ Hz}$ . Έπειτα προσθέσαμε στον κώδικα τις ακτίνες γ της μορφής  $Q_\gamma = Q_0 \epsilon_\gamma^{-\alpha}$  για  $\epsilon_{\gamma\min} < \epsilon_\gamma < \epsilon_{\gamma\max}$  όπου η κανονικοποίηση δίνεται από την συνθήκη (1.41) με την ολοκλήρωση να γίνεται ανάμεσα στις ενέργειες  $\epsilon_{\gamma\min} = h\nu_{\min}^{\text{obs}}/(\delta m_e c^2)$  και  $\epsilon_{\gamma\max} = h\nu_{\max}^{\text{obs}}/(\delta m_e c^2)$ .

Το σχήμα 1.12 απεικονίζει τα πολυκυματικά φάσματα που προκύπτουν για  $R = 10^{16}$  cm,  $B = 40$  G και  $\delta$  οποίο κυμαίνεται μεταξύ  $10^{0.8}$  και  $10^{1.4}$  με προσauξήσεις κατά 0.2 στον εκθέτη. Μόνο η δοκιμή με την υψηλότερη τιμή του  $\delta$  μπορεί και ταιριάζει με τα δεδομένα των TeV. Οι άλλες τρεις δοκιμές, παρόλο που χρησιμοποιούν παραμέτρους που θα μπορούσαν επίσης να κάνουν καλή προσαρμογή των δεδομένων, δεν το πετυχαίνουν λόγω της αυτόματης απορρόφησης. Είναι σημαντικό να επαναλάβουμε σε αυτό το σημείο ότι η λαμπρότητα των ακτίνων γ που παράγεται σε αυτές

#### 1.4 Εφαρμογή σε μονοζωνικά ομογενή μοντέλα ακτινοβολίας: η περίπτωση του κβάζαρ 3C 279



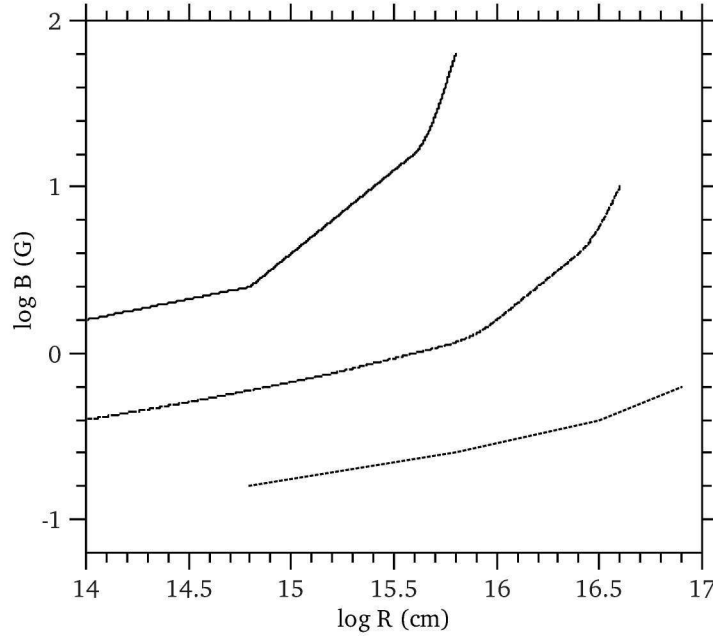
**Σχήμα 1.13:** Πολυκυματικά φάσματα του 3C 279 για  $R = 10^{16}\text{cm}$ ,  $\delta = 10^{1.2}$  και  $B = .16\text{G}$  (συνεχής γραμμή),  $1.6\text{G}$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $16\text{G}$  (στικτή γραμμή). Σε όλες τις περιπτώσεις η εισαγωγή ακτίνων  $\gamma$  στην πηγή θα είχε οδηγήσει στην παραγωγή του φάσματος με την συνεχή γραμμή, υπό την απουσία ωστόσο της αυτόματης απορρόφησης. Τα μαύρα τετράγωνα και το ‘παπιγιόν’ απεικονίζουν τα παρατηρησιακά δεδομένα του Φεβρουαρίου 2006.

τις περιπτώσεις είναι η μέγιστη δυνατή που μπορεί να ακτινοβολήσει το σύστημα για συγκεκριμένη επιλογή  $R$ ,  $B$  και  $\delta$ . Οποιαδήποτε προσπάθεια να αυξήσουμε την ροή των ακτίνων  $\gamma$ , π.χ. αυξάνοντας την  $\ell_{\gamma}^{\text{inj}}$ , θα είχε αποτέλεσμα μόνο την αύξηση της ‘επαναεπεξεργασμένης’ ακτινοβολίας.

Το σχήμα 1.13 απεικονίζει μια σειρά παρόμοιων δοκιμών με  $R = 10^{16}\text{cm}$ ,  $\delta = 10^{1.2}$  ανδ  $B = .16\text{G}$  (συνεχής γραμμή),  $B = 1.6\text{G}$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $B = 16\text{G}$  (στικτή γραμμή). Ενώ για χαμηλές τιμές  $B$  δεν υπάρχει απορρόφηση, αυτή αρχίζει να εμφανίζεται για υψηλότερες τιμές του μαγνητικού πεδίου. Σημειώστε ωστόσο, πως η τιμή  $B = 1.6\text{G}$  παράγει μια αποδεκτή προσαρμογή των δεδομένων, καθώς η χαμηλοενεργειακή επαναεπεξεργασμένη ακτινοβολία δεν παραβιάζει κανένα παρατηρησιακό όριο (κυρίως στην περιοχή ακτίνων X), ενώ μπορεί την ίδια στιγμή να παράγει ένα οριακά αποδεκτό φητ στις TeV ακτίνες  $\gamma$ . Βασιζόμενος σε αυτό, μπορεί



# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ



**Σχήμα 1.14:** Παραμετρικός χώρος των επιτρεπόμενων τιμών του μαγνητικού πεδίου  $B$  ως συνάρτηση της ακτίνας της πηγής  $R$  για παράγοντες Doppler  $\delta = 10$  (στικτή γραμμή),  $15.8$  (διακεκομμένη γραμμή), και  $25$  (συνεχής γραμμή). Ο χώρος πάνω από την γραμμή για ένα ορισμένο  $\delta$  αντιστοιχεί σε συνδυασμούς  $R$  και  $B$  για τους οποίους δεν μπορεί να επιτευχθεί φωτ στις TeV παρατηρήσεις του 3C 279.

κάνεις να προσδιορίσει μια περιοριστική τιμή του μαγνητικού πεδίου  $B_{q, \text{mx}}(R, \delta)$  με την ιδιότητα ότι εάν  $B > B_{q, \text{mx}}$ , η απορρόφηση δεν επιτρέπει την λαμπρότητα των ακτίνων  $\gamma$  που παράγεται εσωτερικά να διαφύγει. Έτσι το  $B_{q, \text{mx}}$  είναι η υψηλότερη επιτρεπόμενη τιμή που μπορεί να πάρει το πεδίο  $B$  για την παρατηρούμενη ροή των TeV ακτίνων  $\gamma$ .

Το σχήμα 1.14 απεικονίζει το γεωμετρικό τόπο  $B_{q, \text{mx}}$  ως συνάρτηση του μεγέθους της πηγής  $R$  για διάφορους παράγοντες Doppler  $\delta$ . Κάθε γραμμή χωρίζει τον παραμετρικό χώρο σε δύο περιοχές: Λόγω της απορρόφησης, μια επιλογή  $R$  και  $B$  πάνω από τον γεωμετρικό τόπο παράγει μια ροή ακτίνων  $\gamma$  πολύ χαμηλή, η οποία δεν μπορεί να κάνει καλή προσαρμογή στις TeV παρατηρήσεις. Για παράδειγμα, αν κάποιος υποθέσει πως  $\delta = 10$  και  $R = 2.5 \times 10^{16} \text{ cm}$  – έτσι ώστε να αντιστοιχεί σε χρονική μεταβλητότητα μίας ημέρας, το μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να ξεπεράσει τα  $0.3 \text{ G}$ . Ωστόσο, λόγω της απότομης εξάρτησης της ροής από το  $\delta$  (βλέπε π.χ.

εξ. 1.44), η παραπάνω συνθήκη χαλαρώνει σημαντικά για υψηλότερες τιμές του  $\delta$ .

Θα πρέπει επίσης να αναφέρουμε πως το  $B_{q,mx}$  δεν εξαρτάται μόνο από το  $\delta$  και το  $R$ , αλλά και από το άνω όριο  $\epsilon_{\gamma,max}$  της εισερχόμενης κατανομής των ακτίνων  $\gamma$ . Για τους υπολογισμούς που έχουμε εκτελέσει εδώ, επιλέγουμε  $\epsilon_{\gamma,max}$  τέτοιο ώστε να ταιριάζει την υψηλότερη συχνότητα που παρατηρήθηκε στο σύνολο των δεδομένων, δηλαδή  $10^{26}$  Hz. Αν κάποιος υποθέσει πως οι ακτίνες  $\gamma$  που παράγονται εσωτερικά μπορούν να επεκταθούν σε ακόμα υψηλότερες ενέργειες, τότε η τιμή του  $B_{q,mx}$  επηρεάζεται επίσης. Ανάλογα βρήκαμε πως αν επαναλαμβάναμε τους ίδιους υπολογισμούς με την  $\epsilon_{\gamma,max}$  δέκα φορές πιο υψηλή από την τιμή που χρησιμοποιήσαμε, τότε η απορρόφηση θα επηρέαζε την ροή υψηλοενεργειακών ακτίνων  $\gamma$  περισσότερο και οι γραμμές του Σχ. 1.14 θα μετατοπίζονταν προς τα πάνω κατά έναν παράγοντα 2. Έτσι, το Σχ. 1.14 μπορεί να θεωρηθεί ένα συντηρητικό κάτω όριο στην τιμή του  $B_{q,mx}$ .

## 1.5 Περίληψη και συζήτηση

Στο παρόν κεφάλαιο έχουμε εξετάσει την επίδραση της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου σε συμπαγείς πηγές ακτίνων  $\gamma$ . Η αυτόματη απορρόφηση, που πρώτα προτάθηκε από τους SK07, είναι ένα μη γραμμικό δίκτυο δύο συνήθων στην αστροφυσική υψηλών ενεργειών φυσικών διαδικασιών, συγκεκριμένα της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου και της ακτινοβολίας λεπτονίων σύγχροτρον. Επαληθεύσαμε και διευρύνουμε τόσο τα αναλυτικά αλλά και τα αριθμητικά αποτελέσματα των SK07 και δείξαμε πως αυτό το δίκτυο, όταν εφαρμοστεί σε συμπαγείς πηγές ακτίνων  $\gamma$ , μπορεί να περιορίσει το εύρος τιμών του παράγοντα Doppler, το οποίο εξαρτάται μόνο από την ακτίνα της πηγής και στην ένταση του μαγνητικού πεδίου. Αυτό είναι ένα όριο που έχει παραχθεί θεωρητικά και ως τέτοιο δεν εξαρτάται από τους πληθυσμούς μαλακών φωτονίων που ενδεχομένως βρίσκονται στην πηγή.

Είναι σημαντικό να σημειώσουμε πως η απορρόφηση φωτονίων μπορεί να ερευνηθεί μόνο όταν το πρόβλημα διάδοσης της ακτινοβολίας λύνεται με αυτοσυνέπεια διότι είναι μια μη γραμμική διαδικασία που περιλαμβάνει ανακατανομή ενέργειας από τις ακτίνες  $\gamma$  στα χαμηλοενεργειακά μέρη του φάσματος φωτονίων. Για αυτό χρησιμοποιήσαμε ένα σύστημα κινητικών εξισώσεων που χειρίζεται με τον απλούστερο τρόπο την απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  και την ακτινοβολία ηλεκτρονίων σύγχροτρον. Χρησιμοποιώντας κατάλληλες προσεγγίσεις συνάρτησης  $\delta$  για την ενεργό διατομή

## 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου και για την εκπεψιμότητα φωτονίων σύγχροτρον, μπορέσαμε να επαληθεύσουμε τα αποτελέσματα των SK07 στο όριο όπου οι απώλειες σύγχροτρον μπορούν να θεωρηθούν καταστροφικές (δείτε Σχ. 1.3). Από την άλλη, χρησιμοποιώντας μια πιο ρεαλιστική προσέγγιση της ενεργού διατομής (συνάρτηση βήματος), μπορέσαμε να βρούμε μια πολύ καλή συμφωνία με τα αριθμητικά αποτελέσματα για την εξαγωγή των οποίων χρησιμοποιήσαμε την πλήρη ενεργό διατομή της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου. Επιπλέον, επεκτείναμε την αριθμητική μας μελέτη στην περίπτωση όπου οι ακτίνες  $\gamma$  εισέρχονται με μορφή νόμου δύναμης στην πηγή. Βρήκαμε πως η απορρόφηση μπορεί να είναι υπεύθυνη για μεγάλα ‘σπασίματα’ του φάσματος, τα οποία γίνονται πιο έντονα καθώς ο νόμος δύναμης των εισερχόμενων ακτίνων  $\gamma$  γίνεται πιο απότομος (δείτε Σχ. 1.11).

Η απορρόφηση έχει μερικές ενδιαφέρουσες συνέπειες όταν εφαρμοστεί σε υπάρχουσες πηγές ακτίνων  $\gamma$ . Για παράδειγμα, η μοντελοποίηση των παρατηρήσεων του κβάζαρ 3C 279 με το τηλεσκόπιο MAGIC το 2006, με συνδυασμούς χαμηλών τιμών του παράγοντας Doppler  $\delta$  και υψηλές τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου  $B$  οδηγεί σε έντονη απορρόφηση των εισερχόμενων ακτίνων  $\gamma$ . Ο μόνος τρόπος να αποφευχθεί η απορρόφηση είναι είτε να υποθέσουμε συνήθεις τιμές για το  $\delta$  (δηλαδή  $\delta \sim 10$ ) και χαμηλές τιμές για το  $B$  ή, εναλλακτικά, υψηλές τιμές και για το  $\delta$  και για το  $B$  – δείτε Σχ. 1.14.

Περιορίσαμε την ανάλυσή μας σε περιπτώσεις όπου οι ακτίνες  $\gamma$  εισέρχονται στην πηγή χωρίς να είμαστε πολύ συγκεκριμένοι στον προσδιορισμό κάποιου συγκεκριμένου μηχανισμού ακτινοβολίας που τις παρήγαγε. Προτιμήσαμε αυτήν την προσέγγιση διότι ο στόχος μας ήταν να υπολογίσουμε τις συνέπειες της αυτόματης απορρόφησης χρησιμοποιώντας απλές συναρτησιακές μορφές για τη μελέτη της διάδοσης των ακτίνων  $\gamma$  στην πηγή και όχι να μοντελοποιήσουμε την πηγή με λεπτομέρεια. Για παράδειγμα, μπορούσαμε να είχαμε χρησιμοποιήσει την ακτινοβολία φωτονίων σύγχροτρον για να μοντελοποιήσουμε τις TeV παρατηρήσεις του 3C 279. Ωστόσο, αυτό θα περιλάμβανε περισσότερες παραμέτρους για τα σχετικιστικά πρωτόνια που εκπέμπουν ακτινοβολία και θα είχε περιπλέξει την ανάλυση πέρα από το επίπεδο που θα θέλαμε να παρουσιάσουμε εδώ.

Στον αναλυτικό χειρισμό αγνοήσαμε τον αντίστροφο σχεδασμό Compton, διότι αν τον συμπεριλαμβάναμε θα περιέπλεκε σημαντικά την ανάλυση. Από την άλλη, τον λάβαμε υπόψη σε όλους τους αναλυτικούς υπολογισμούς μας, παρόλο που καταστέλλεται σημαντικά από τα φαινόμενα Klein-Nishina (δείτε Σχ. 4.3). Αυτές οι

διαδικασίες μπορούν ακόμα να έχουν κάποια επίδραση σε περιπτώσεις όπου η συμπαγότητα μαλακών φωτονίων ξεπερνά κατά πολύ την μαγνητική (βλέπε π.χ. εξ. 1.15). Ωστόσο, αυτό πρέπει να το δει κανείς σε συνδυασμό με την μοντελοποίηση του συνολικού πολυκυματικού φάσματος της πηγής και αποφύγαμε να την παρουσιάσουμε εδώ, παρόλο που την λάβαμε υπόψη στην §2.4 όταν εκτελέσαμε την ανάλυση στον κβάζαρ 3C 279.

Καταλήγοντας, η απορρόφηση έχει πολλές ευρύτερες συνέπειες στην μοντελοποίηση συμπαγών πηγών ακτίνων  $\gamma$  όπως Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες και Εκλάμψεις Ακτίνων  $\gamma$ . Επειδή η απορρόφηση λειτουργεί αυτό-ρυθμιστικά συνδέοντας ηλεκτρόνια με φωτόνια, τα αποτελέσματα της στα φάσματα φωτονίων δεν μπορούν να εκδηλωθούν αν η μοντελοποίηση της πηγής γίνει υποθέτοντας μια αδ-ηος κατανομή ηλεκτρονίων ή/και πρωτονίων που ακτινοβολεί. Αυτό θα μπορούσε να οδηγήσει στην επιλογή παραμέτρων που βρίσκονται εντός του απαγορευμένου παραμετρικού χώρου της απορρόφησης, κάνοντάς τις ουσιαστικά μη έγκυρες.

Από την άλλη, αν ληφθεί πλήρως υπόψη, η αυτόματη απορρόφηση μπορεί να δώσει ξεκάθαρα όρια για σημαντικές παραμέτρους της πηγής όπως το μέγεθός της, το μαγνητικό πεδίο, και τον παράγοντα Doppler για μια δεδομένη ροή ακτίνων  $\gamma$ . Στην περίπτωση του 3C 279 για παράδειγμα, βρήκαμε πως για να αποφευχθεί η απορρόφηση, η πηγή θα πρέπει να έχει έναν μεγάλο παράγοντα Doppler ( $\delta \gtrsim 10$ ) οπότε-δήποτε υιοθετούνται υψηλές τιμές του  $B$ . Παρόμοιοι περιορισμοί μπορεί να βρεθούν για φάσματα άλλων Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων που εκτείνονται σε ακόμα υψηλότερες ενέργειες ( $\sim 1 - 10\text{TeV}$ ). Σε αυτές τις περιπτώσεις οι συνθήκες για την απορρόφηση είναι αυστηρές, διότι εξαρτώνται με κρίσιμο τρόπο από την μέγιστη ενέργεια των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$  και σίγουρα αξίζει να ερευνηθούν περεταίρω.

# 1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

## Έκφραση των τελεστών στις κινητικές εξισώσεις στην προσέγγιση συνάρτησης $\delta$ της ενεργού διατομής απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου

Ακολουθώντας την σύμβαση για την κανονικοποίηση που χρησιμοποιήθηκε σε αυτό το κεφάλαιο, ο αδιάστατος ρυθμός εισροής  $\gamma$  ακτίνων  $\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma$  μπορεί να γραφτεί ως

$$\begin{aligned}\mathcal{Q}_{\text{inj}}^\gamma &= \hat{\mathcal{Q}}_{\text{inj}}^\gamma \sigma_T R m_e c^2 \frac{R}{c} = \frac{L_{\text{inj}}^\gamma \sigma_T}{4\pi R m_e c^3} \frac{3}{\epsilon_\gamma^2} = \\ &= \frac{3l_\gamma^{\text{inj}}}{\epsilon_\gamma^2},\end{aligned}\quad (1.45)$$

όπου  $\hat{\mathcal{Q}}_{\text{inj}}^\gamma$  ρυθμός εισροής των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$  ανά μονάδα όγκου και ανά μονάδα ενέργειας. Ο ρυθμός εισροής των φωτονίων σύγχροτρον υπολογίζεται εύκολα, αν κάποιος υποθέσει ότι η εκπεμπιμότητα ενός ηλεκτρονίου σύγχροτρον είναι μονοχρωματική (π.χ. (54)). Σε αδιάστατη μορφή γράφεται:

$$j_{\text{syn}}(x, \gamma) = j_0 \delta(x - x_s), \quad (1.46)$$

όπου  $j_0 = (4/3)l_B \gamma^2$  και  $x_s = b\gamma^2$ . Οι ορισμοί των  $b, l_B$  δίνονται στο κείμενο. Επομένως, ο αδιάστατος ρυθμός παραγωγής φωτονίων σύγχροτρον με ενέργεια  $x$  δίνεται από την συνέλιξη του  $j_{\text{syn}}$  με την κατανομή ηλεκτρονίων  $n_e(\gamma)$

$$\begin{aligned}\mathcal{Q}_{\text{syn}}^s &= \int_1^\infty \delta\gamma \frac{j_0}{x_s} \delta(x - b\gamma^2) n_e(\gamma, \tau) = \\ &= \frac{2l_B}{3} b^{-3/2} x^{-1/2} n_e\left(\sqrt{\frac{x}{b}}, \tau\right).\end{aligned}\quad (1.47)$$

Ο ρυθμός απώλειας (ανά μονάδα όγκου και ενέργειας) των φωτονίων υψηλών ενεργειών με ενέργεια  $x$  λόγω απορρόφησης από φωτόνια χαμηλότερης ενέργειας δίνεται από

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^\gamma &= n(x, \tau) \int \delta x' n_0(x', \tau) R_{\gamma\gamma}(x, x') = \\ &= \frac{n(x, \tau)}{3} \int \delta x' n_0(x', \tau) x' \delta(x' - 2/x) = \\ &= \frac{2}{3} \frac{n(x, \tau) n_0(2/x, \tau)}{x},\end{aligned}\quad (1.48)$$

όπου το σύμβολο  $n(x)$  υπονοεί μια κατανομή φωτονίων υψηλών ενεργειών με ενέργεια  $x = 2\gamma$ , δηλαδή  $n(x) = n\delta(x - 2\gamma)$ . Ο αδιάστατος ρυθμός αντίδρασης  $R(x, x')$  ισούται με την ενεργό διατομή κανονικοποιημένη ως προς  $\sigma_T$ , δηλαδή  $R(x, x') = \sigma_{\gamma\gamma}/\sigma_T$ . Οποτεδήποτε ένα φωτόνιο με ενέργεια  $x$  απορροφάται, δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, ή ισοδύναμα δύο ηλεκτρόνια, με ενέργεια την μισή από αυτήν του αρχικού φωτονίου ( $\gamma \approx x/2$ ), τα οποία εισέρχονται στο σύστημα. Λαμβάνοντας αυτό υπόψη και σε πλήρη αναλογία με την εξ. (1.48), βρίσκουμε

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e &= 4n(x, \tau) \int \delta x' n_0(x', \tau) R_{\gamma\gamma}(x, x') = \\ &= \frac{8}{3} \frac{n(x, \tau) n_0(2/x, \tau)}{x} \end{aligned} \quad (1.49)$$

ή

$$\mathcal{Q}_{\gamma\gamma}^e = 4 \frac{n(x, \tau) n_0(2/x, \tau)}{3x} \delta(\gamma - 2/x). \quad (1.50)$$

1. ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ ΤΗΣ ΑΥΤΟΜΑΤΗΣ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ  
ΦΩΤΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΥΜΠΙΛΕΤΕΣ ΠΗΓΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ Γ

---

## Κεφάλαιο 2

# Χρονική μεταβλητότητα συμπαγών αστροφυσικών πηγών παρουσία λεπτοαδρονικών μηχανισμών ανατροφοδότησης

### 2.1 Εισαγωγή

Η ιδέα πως φωτόνια υψηλών ενεργειών μπορούν να παραχθούν σε Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες (AGN) προτάθηκε από τους (62) οι οποίοι υπέθεσαν την επιτάχυνση πρωτονίων σε χροστικά κύματα στις ενδότερες περιοχές αυτών των αντικειμένων. Συνεχίζοντας αυτήν την ιδέα, οι (115) πρότειναν πως, σε αυτήν την περίπτωση, τα σχετικιστικά πρωτόνια θα χάνουν ενέργεια μέσω φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων με τα άφθονα μαλακά φωτόνια παρά μέσω ανελαστικών συγκρούσεων με τα κρύα πρωτόνια του περιβάλλοντος. Αυτές οι ιδέες εφαρμόστηκαν αργότερα σε πίδακες από μπλέιζαρ (blazar) (69, 81) κάνοντας της αρχή σε αυτό που είναι σήμερα γνωστό ως το αδρονικό μοντέλο για την εκπομπή υψηλής ενέργειας από μπλέιζαρ – για μια σύνοψη δείτε (12) και (13). Παρόμοιες ιδέες έχουν εφαρμοστεί επίσης και σε Εκλάμψεις Ακτίνων Γάμμα (GRBs) ((15), (63), (4, 72)· (5)· (74)) και συμπαγή διπλά συστήματα που εκπέμπουν ακτίνες  $\gamma$ <sup>1</sup> ((106)· (90, 107)), ώστε να εξηγηθεί η

---

<sup>1</sup>Υπάρχει διαφορά μεταξύ των αδρονικών μοντέλων που περιγράφουν τέτοια συστήματα και τα αντίστοιχα που χρησιμοποιούνται κατά την μοντελοποίηση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

εκπομπή υψηλών ενεργειών από αυτά τα αντικείμενα. Έτσι τα αδρονικά μοντέλα είναι μια εφαρμόσιμη εναλλακτική επιλογή αντί των λεπτονικών που χρησιμοποιούνται συνήθως.

Πρωτόνια υψηλών ενεργειών θα ακτινοβολούν μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, καθώς και μέσω φωτοαδρονικών μηχανισμών εκπομπής χρησιμοποιώντας ως στόχους τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια της πηγής. Αυτές οι αλληλεπιδράσεις θα παράξουν δευτερογενή σωματίδια:

- ζεύγη ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων: σχηματίζονται είτε απευθείας από απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου είτε παράγονται κατά την διάσπαση φορτισμένων μιονίων ( $\mu^\pm$ ).
- πιόνια: παράγονται μέσω των φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων.
- ακτίνες γ: παράγονται απευθείας μέσω διάσπασης ουδετέρων πιονίων ( $\pi^0$ ).
- νετρόνια και νετρίνα: παράγονται κατά την διάσπαση των φορτισμένων πιονίων ( $\pi^\pm$ ) και μιονίων· τα τελευταία αποτελούν υποπροϊόν της πρώτης διάσπασης.

Ενώ τα νετρίνα θα διαφύγουν από την πηγή χωρίς καμία αλληλεπίδραση και έτσι το φάσμα τους θα είναι αυτό που είχαν κατά την στιγμή της δημιουργίας τους, τα παραγόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων θα χάσουν ενέργεια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον και αντίστροφου σχεδασμού Compton ενώ οι ακτίνες γ θα απορροφηθούν από τα χαμηλής ενέργειας φωτόνια. Έτσι για να υπολογίσει κάποιος το εξερχόμενο φάσμα φωτονίων πρέπει να παρακολουθήσει την εξέλιξη αυτών των δευτερογενών προϊόντων, η οποία μπορεί να είναι περίπλοκη λόγω των σχηματιζόμενων ηλεκτρομαγνητικών (EM) καταιγισμών που ξεκινούν π.χ. από τις ακτίνες γ της διάσπασης των  $\pi^0$ .

Συνήθως η δημιουργία μοντέλων για τις αδρονικές διαδικασίες υποθέτει πως τα φωτόνια στόχοι προέρχονται είτε από μια εξωτερική πηγή είτε από ακτινοβολία σύγχροτρον μιας συν-επιταχυνόμενης λεπτονικής συνιστώσας. Μια πλευρά που παραβλέπεται αρκετά συχνά είναι η πιθανότητα πως τα πρωτόνια αλληλεπιδρούν με την δική τους ακτινοβολία, για παράδειγμα, με τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια που παράγονται από τους προαναφερθέντες ηλεκτρομαγνητικούς καταιγισμούς. Οι πρώτες

---

ΑΓΝ ή ΓΡΒ. Οι φυσικές συνθήκες σε συμπαγή διπλά συστήματα ευνοούν τις ανελαστικές συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου (pp) αντί για τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις, οι οποίες για τον λόγο αυτόν αγνοούνται.

προσπάθειες να ενσωματωθούν σε μοντέλα έγιναν από τους (119) και (120). Χρησιμοποιώντας προσομοιώσεις Monte Carlo οι ανωτέρω συγγραφείς βρήκαν ότι το σύστημα πρωτονίων και φωτονίων μπορεί να παρουσιάσει οριακούς κύκλους. Ωστόσο, η ταλαντωτική συμπεριφορά του συστήματος δεν μπορούσε να ερμηνευτεί ως αποτέλεσμα κάποιου συγκεκριμένου μηχανισμού ανατροφοδότησης, πόσο μάλλον να μελετηθεί με συστηματικό τρόπο. Μία από τις λειτουργικές διαδικασίες ανατροφοδότησης μελετήθηκε αναλυτικά από τους (64) χρησιμοποιώντας την προσέγγιση της κινητικής εξίσωσης<sup>1</sup>. Έδειξαν ότι επαρκής αριθμητική πυκνότητα πρωτονίων μπορεί να κάνει το σύστημα ασταθές, προκαλώντας ανεξέλεγκτη δίδυμη γένεση: τα φωτόνια σύγχροτρον που εκπέμπονται από τα σχετικιστικά ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων γίνονται στόχοι για τα σχετικιστικά πρωτόνια, τα οποία με την σειρά τους παράγουν περισσότερα ζεύγη. Η ανατροφοδότηση τελικά οδηγεί σε ταχύτατες απώλειες ενέργειας των πρωτονίων. Αυτή η ποσότητα ενέργειας που χάνεται από τα πρωτόνια σε μικρό χρονικό διάστημα μεταφέρεται στα φωτόνια και γίνεται ορατή ως έκλαμψη. Η λειτουργία αυτού του βρόγχου ανατροφοδότησης επιβεβαιώθηκε αριθμητικά αργότερα από (76) και (78), οι οποίοι επίσης βρήκαν περιπτώσεις όπου το σύστημα έδειχνε συμπεριφορά οριακού κύκλου.

Στην παρούσα εργασία, εξετάζουμε ένα διαφορετικό είδος ανατροφοδότησης το οποίο μπορεί να λειτουργήσει σε αδρονικά συστήματα. Για το σκοπό αυτό, αξιολογούμε τις ιδέες της μη γραμμικής απορρόφησης φωτονίων (94, 118): οι ακτίνες  $\gamma$  που παράγονται σε έναν σφαιρικό όγκο δεν μπορούν να ξεπεράσουν μια κρίσιμη λαμπρότητα, η οποία εξαρτάται μόνο από την ένταση του μαγνητικού πεδίου και την ακτίνα της πηγής. Αν η λαμπρότητα των ακτίνων  $\gamma$  ξεπεράσει αυτή την τιμή, τότε χαμηλοενεργειακά φωτόνια θα σχηματιστούν αυτόματά και θα απορροφήσουν το 'πλεόνασμα' της λαμπρότητας των ακτίνων  $\gamma$ . Στο πλαίσιο ενός αδρονικού συστήματος, ακτίνες  $\gamma$  μπορούν να δημιουργηθούν είτε άμεσα από σύγχροτρον ακτινοβολία πρωτονίων ή έμμεσα από αλληλεπιδράσεις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Τότε είναι δυνατόν να δημιουργηθεί ο ακόλουθος βρόγχος:

1. Τα πρωτόνια χάνουν ενέργεια αλληλεπιδρώντας με τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια μέσω φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων και παράγουν ακτίνες  $\gamma$ .
2. Οι ακτίνες  $\gamma$  απορροφώνται και μεταφέρουν την λαμπρότητά τους στα χαμηλής

<sup>1</sup>Μια συζήτηση σχετικά με τις διαφορετικές αριθμητικές προσεγγίσεις που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζεται από τους (121).

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

ενέργειας φωτόνια τα οποία ανατροφοδοτούν τον κλάδο (1).

Προφανώς αυτός ο μηχανισμός μπορεί να αξιοποιήσει την ενέργεια που είναι αποθηκευμένη σε πρωτόνια και να την μετατρέψει σε ακτινοβολία. Την ίδια στιγμή δείχνει ότι το αδρονικό σύστημα είναι ένα δυναμικό σύστημα και η συμπεριφορά του μπορεί να είναι πιο περίπλοκη από ότι συνήθως υποτίθεται. Το θέμα του παρόντος κεφαλαίου, θα είναι μια λεπτομερή μελέτη του προαναφερθέντος μηχανισμού ανατροφοδότησης, στην περίπτωση όπου ακτίνες  $\gamma$  είναι υποπροϊόν φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων. Αρχικά, (§3.2) περιγράφουμε ποιοτικά το σύστημα και καθορίζουμε δύο περιοχές λειτουργίας του μηχανισμού ανατροφοδότησης. Στη συνέχεια κατασκευάζουμε ένα σύστημα μη γραμμικών εξισώσεων το οποίο λύνουμε πρώτα αναλυτικά σε απλοποιημένη μορφή (§3.3). Στη §3.4 δείχνουμε με έναν ημι-αναλυτικό τρόπο τον ρόλο των διαφόρων διαδικασιών στην δυναμική συμπεριφορά του συστήματος, ενώ στη §3.5 στηρίζουμε τα προηγούμενα αποτελέσματά μας παρουσιάζοντας μια πλήρη αριθμητική μελέτη του προβλήματος. Στη §3.6 παρουσιάζουμε ένα ενδεικτικό αστροφυσικό παράδειγμα, όπου κάποια από τα αποτελέσματά μας εφαρμόζονται στον Μπλέιζαρ 3<sup>ο</sup> 279. Τέλος, καταλήγουμε στη §3.7 με μια περίληψη και συζήτηση.

## 2.2 Ποιοτική περιγραφή του φυσικού συστήματος

### 2.2.1 Γραμμική περιοχή

Υποθέτουμε σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  με ενσωματωμένο μαγνητικό πεδίο  $B$  και μονοενεργειακή κατανομή πρωτονίων αριθμητικής πυκνότητας  $\tilde{n}_p$  και παράγοντα Lorentz  $\gamma_p$ . Αυτή η περιοχή περιέχει επίσης μονοενεργειακή ακτινοβολία ενέργειας  $\epsilon_0$  (κανονικοποιημένη ως προς την ενέργεια της μάζας ηρεμίας του ηλεκτρονίου) και αριθμητικής πυκνότητας  $\tilde{n}_{ex}^1$ , η οποία υποθέτουμε πως προέρχεται από το εξωτερικό της πηγής. Για το λόγο αυτό, την χαρακτηρίζουμε ως εξωτερική πυκνότητα φωτονίων.

Τα εισερχόμενα πρωτόνια υψηλής ενέργειας θα αλληλεπιδράσουν με τα εξωτερικά φωτόνια μέσα από ανελαστικές φωτοαδρονικές συγκρούσεις, δεδομένου ότι

---

<sup>1</sup>Σημειώνουμε πως εδώ και σε όλη την παρούσα εργασία, οι ποσότητες με  $\sim$  δηλώνουν ποσότητες με διαστάσεις.

## 2.2 Ποιοτική περιγραφή του φυσικού συστήματος

ικανοποιούνται οι αντίστοιχες συνθήκες κατωφλίου. Υποθέτουμε ότι η συνθήκη

$$\epsilon_0 \gamma_p \gtrsim \frac{m_\pi}{m_e}, \quad (2.1)$$

όπου  $m_\pi$  είναι η μάζα των φορτισμένων πιονίων, ικανοποιείται πάντοτε. Αυτό σημαίνει πως ικανοποιείται αυτόματα και η συνθήκη κατωφλίου για την δημιουργία ζευγών μέσω του διαδικασίας Bethe-Heitler. Ωστόσο, εφόσον τα φωτόνια-στόχοι είναι μονοενεργειακά, εξασφαλίζεται ότι φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις θα είναι ο κύριος μηχανισμός απώλειας για τα πρωτόνια ((115), (7)). Το παραγόμενο φορτισμένα και ουδέτερα πιόνια θα διασπαστούν παράγοντας ζεύγη ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων (για συντομία θα αναφερόμαστε σε αυτά απλώς ως «ηλεκτρόνια») και ακτίνες  $\gamma$ . Τα σχετικιστικά ζεύγη θα εκπέμπουν φωτόνια κυρίως μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, αφού ο αντίστροφος σκεδασμός Compton θα κατασταλεί σημαντικά εξαιτίας της μείωσης της ενεργού διατομής στο όριο Klein-Nishina. Θα αναφερόμαστε στα φωτόνια σύγχροτρον ως ύψηλοενεργειακά, αφού για ενέργειες πρωτονίων με τιμές συνήθεις σε αδρονικά μοντέλα των AGN, αυτά μπορούν γενικά να εμφανιστούν στην περιοχή ακτίνων  $\gamma$ .

Κάποιος μπορεί να ποσοτικοποιήσει τα παραπάνω σημειώνοντας πως τα δευτερογενή ηλεκτρόνια από την διάσπαση των φορτισμένων πιονίων παράγονται με παράγοντα Lorentz

$$\gamma_{e,\pi} \approx \eta_p \gamma_p \frac{m_p}{m_e}, \quad (2.2)$$

όπου  $\eta_p = k_p/4 \simeq 0.08$  και  $k_p$  είναι ο συντελεστής ανελαστικότητας της αλληλεπίδρασης, τον οποίο θεωρούμε  $\simeq 0.3$ . Ο παράγοντας  $1/4$  προκύπτει από την ισοκατανομή ενέργειας που έχουμε υποθέσει πως λαμβάνει χώρα μεταξύ των λεπτονίων και των τριών νετρίνων που παράγονται από την διάσπαση φορτισμένου πιονίων – δείτε (32). Υποθέτοντας πως αυτά τα ηλεκτρόνια εκπέμπουν στην κρίσιμη ενέργεια σύγχροτρον

$$\epsilon_h = b \gamma_{e,\pi}^2, \quad (2.3)$$

όπου  $b = B/B_{cr}$  και  $B_{cr} = 4.413 \times 10^{13}$  G η κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου, βρίσκουμε ότι για τυπικές τιμές των  $\gamma_p = 10^8$  και  $B = 1$  G, η ενέργεια  $\epsilon_h$  βρίσκεται στην περιοχή των TeV ενεργειών.

Έστω ότι  $\dot{E}_{tot}$  είναι ο ρυθμός απώλειας της ενέργειας όλων των πρωτονίων με παράγοντα Lorentz  $\gamma_p$  λόγω των αλληλεπιδράσεων με τα φωτόνια. Αυτή η ενέργεια

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---

κατανέμεται στα παραγόμενα δευτερογενή σωματίδια. Υποθέτοντας πως η ψύξη τους είναι ταχεία – μια υπόθεση που είναι λογική εφόσον έχουμε ήδη υποθέσει ότι και το  $B$  και το  $\gamma_e$  έχουν υψηλές τιμές – κάποιος μπορεί να επιχειρηματολογήσει πως η ενέργεια που εισέρχεται σε δευτερογενή ηλεκτρόνια θα ακτινοβοληθεί αχαριαία ως υψηλοενεργειακά φωτόνια. Τότε μπορούμε να καθορίσουμε την εισερχόμενη συμπαγότητα τψν υψηλοενεργειακών φωτονίων ως

$$\ell_h^{\text{inj}} = \xi_\pi \frac{\dot{E}_{\text{tot}} \sigma_T}{4\pi R m_e c^3}, \quad (2.4)$$

όπου  $\sigma_T$  είναι η ενεργός διατομή Thomson και  $\xi_\pi$  είναι το ποσοστό της ενέργειας που καταλήγει στα δευτερογενή ηλεκτρόνια. Επιπλέον, μπορούμε να συνδέσουμε την  $\dot{E}_{\text{tot}}$  με τον ρυθμό απώλειας ενέργειας ενός μεμονωμένου πρωτονίου  $\dot{E}_p$  μέσω της σχέσης

$$\dot{E}_{\text{tot}} = \tilde{n}_p V \dot{E}_p, \quad (2.5)$$

όπου  $V$  είναι ο όγκος της πηγής. Αφού οι φωτοαδρονικές απώλειες μπορούν να θεωρηθούν καταστροφικές, με άλλα λόγια ένα σχετικιστικό πρωτόνιο μπορεί να χάσει ένα σημαντικό ποσοστό της ενέργειάς του σε μια σύγκρουση με ένα φωτόνιο, μπορούμε να γράψουμε

$$\dot{E}_p \simeq k_p \tilde{E}_p c \int dx \tilde{\sigma}_{p\gamma}(\gamma_p x) \tilde{n}_{\text{ph}}(x), \quad (2.6)$$

όπου  $\tilde{E}_p = \gamma_p m_p c^2$  είναι η ενέργεια του πρωτονίου,  $\tilde{\sigma}_{p\gamma}$  είναι η σχετική ενεργός διατομή,  $\tilde{n}_{\text{ph}}$  είναι η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων-στόχων και  $x$  είναι η αντίστοιχη ενέργεια σε μονάδες  $m_e c^2$ . Σύμφωνα με τις υποθέσεις μας, δηλαδή καταστροφικές απώλειες ενέργειας των πρωτονίων και μονοενεργειακές κατανομές σωματιδίων, μπορούμε να εργαστούμε, από εδώ και στο εξής, με  $k_p = 1$  χωρίς βλάβη της γενικότητας. Επιπλέον, μπορούμε να προσεγγίσουμε την ενεργό διατομή με μία συνάρτηση βήματος της μορφής

$$\tilde{\sigma}_{p\gamma}(\gamma_p, x) \simeq \sigma_{p\gamma}^0 \sigma_T H(\gamma_p x - m_\pi/m_e) \quad (2.7)$$

όπου  $\sigma_{p\gamma}^0 = 10^{-4}$ , για ένα διάγραμμα της συνολικής έκφρασης της ενεργού διατομής δείτε Σχ. 3 στην εργασία των (82). Χρησιμοποιώντας επίσης το γεγονός ότι τα μόνα φωτόνια-στόχοι είναι τα εξωτερικά, η εξ. (2.6) γράφεται:

$$\dot{E}_p \simeq \gamma_p m_p c^2 \sigma_{p\gamma}^0 c \tilde{n}_{\text{ex}}. \quad (2.8)$$

## 2.2 Ποιοτική περιγραφή του φυσικού συστήματος

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (2.4) - (2.8) κάποιος μπορεί άμεσα να συμπεράνει ότι η συμπαγότητα (ή η λαμπρότητα) των υψηλοενεργειακών φωτονίων εξαρτάται από τις πυκνότητες  $\tilde{n}_p$  και  $\tilde{n}_{ex}$ . Σε αυτή την περίπτωση, θεωρούμε ότι το σύστημα λειτουργεί στην γραμμική περιοχή, εφόσον η συνολική απώλεια ενέργειας των πρωτονίων καθορίζεται από τα εξωτερικά φωτόνια.

### 2.2.2 Μη γραμμική περιοχή

Τα προηγούμενα αποτελέσματα δείχνουν πως για επαρκώς υψηλές τιμές της  $\tilde{n}_p$  ή της  $\tilde{n}_{ex}$ , η εισερχόμενη συμπαγότητα των υψηλοενεργειακών φωτονίων μπορεί να πάρει επίσης υψηλές τιμές. Ωστόσο, όπως αποδείχθηκε από τους (118) και (94) – από εδώ και στο εξής SK07 και PM11 αντίστοιχα, αν η συμπαγότητα των σκληρών φωτονίων είναι μεγαλύτερη από κάποια κρίσιμη τιμή  $\ell_h^{cr}$  που εξαρτάται μόνο από την ενέργεια  $\epsilon_h$  και από παραμέτρους της πηγής όπως τα  $B$  και  $R$ , ακόμα και μικρές αρχικά διαταραχές στην πυκνότητα των φωτονίων χαμηλής ενέργειας που είναι παρόντα στην πηγή, μπορούν να αυξηθούν και να οδηγήσουν σε αυτόματη απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων. Αυτή είναι μια καθαρά μη γραμμική διαδικασία. Σε αυτήν την περίπτωση, τα ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων αυξάνονται αυθόρμητα στην πηγή και η 'πλεονάζουσα' ακτινοβολία υψηλής ενέργειας απορροφάται από τα φωτόνια σύγχροτρον που εκπέμπονται από τα ζεύγη. Έτσι, ένας πληθυσμός από μαλακά φωτόνια αριθμητικής πυκνότητας  $\tilde{n}_s$  και ενέργειας  $\epsilon_s$  εμφανίζεται αυθόρμητα στην πηγή. Υποθέτοντας την ισοκατανομή της ενέργειας μεταξύ των σχηματιζόμενων ζευγών, κανείς βρίσκει ότι η ενέργεια  $\epsilon_s$  δίνεται από

$$\epsilon_s = b\gamma_e^2 = b\left(\frac{\epsilon_h}{2}\right)^2. \quad (2.9)$$

Αυτά τα φωτόνια που σχηματίστηκαν αυτόματα έχουν την ίδια ενέργεια με αυτά που δημιουργούνται από την απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων από τα εξωτερικά· σημειώστε πως αυτή είναι μια γραμμική διαδικασία. Έτσι, και η γραμμική και η μη γραμμική διαδικασία απορρόφησης έχουν ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό ενός τρίτου πληθυσμού φωτονίων στο σύστημα με συμπαγότητα  $\ell_s$ . Αυτή η νέα συνιστώσα θα αρχίσει να παίζει ρόλο στην ψύξη πρωτονίων μέσω της εξ. (2.6), αφού τώρα  $\tilde{n}_{ph} = \tilde{n}_{ex} + \tilde{n}_s$ . Αν η αριθμητική πυκνότητά τους αυξηθεί επαρκώς, τότε είναι πιθανόν ότι τα σχετικιστικά φωτόνια θα αρχίσουν να ψύχονται πάνω σε αυτά πιο αποτελεσματικά από ότι στα εξωτερικά φωτόνια. Σε αυτήν την περίπτωση, η ψύξη των πρωτονίων χαρακτηρίζεται ως μη γραμμική.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

Το σχήμα 2.1 συνοψίζει τις διάφορες διαδικασίες που λειτουργούν στο σύστημα. Τα βέλη που οδηγούν στους κύκλους του Σχ. 2.1 υποδεικνύουν εισροή από τα αντίστοιχα είδη σωματιδίων μέσα στην πηγή, ενώ τα βέλη που εξέρχονται από τον κύκλο των υψηλοενεργειακών φωτονίων υποδηλώνουν την μετέπειτα απορρόφησή τους. Για να τονιστεί η ύπαρξη των δύο καναλιών απορρόφησης για τις ακτίνες  $\gamma$ , η μη γραμμική απεικονίζεται με διακεκομμένη γραμμή. Σημειώνουμε επίσης πως τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που είναι τα ενδιαμέσως προϊόντα των διαφόρων διαδικασιών που λειτουργούν στο σύστημα είναι υπεύθυνα για την εκπομπή των υψηλοενεργειακών και χαμηλοενεργειακών φωτονίων δεν φαίνονται στο Σχ. 2.1.

Στη συνέχεια, θα θέλαμε να εξετάσουμε κάτω από ποιες συνθήκες λειτουργεί ο μη γραμμικός βρόγχος. Υπάρχουν δυο συνθήκες όσον αφορά τις ενέργειες, που πρέπει να ικανοποιούνται ταυτόχρονα. Η πρώτη είναι το *κριτήριο ανατροφοδότησης* για την απορρόφηση φωτονίων. Αυτό μπορούμε να εξαχθεί από την απαίτηση η ένταση του μαγνητικού πεδίου να είναι αρκετά υψηλή ώστε τα φωτόνια σύγχροτρον των παραγόμενων ζευγών να βρίσκονται πάνω από το κατώφλι για την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου των υψηλής ενέργειας φωτονίων. Αυτό οδηγεί σε μια συνθήκη για το μαγνητικό πεδίο στην πηγή  $b > 8\epsilon_h^{-3}$  (SK07; PM11). Η τελευταία σχέση αν συνδυαστεί με τις εξ. (2.2), (2.3) και (2.9), θέτει ένα κατώτερο όριο στην ένταση του μαγνητικού πεδίου το οποίο εξαρτάται μόνο από το  $\gamma_p$

$$b \gtrsim b_q = \left[ \frac{\sqrt{8}}{\eta_p^3} \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^3 \right]^{1/2} \gamma_p^{-3/2}. \quad (2.10)$$

Η δεύτερη συνθήκη έγκειται στο ότι η ενέργεια των χαμηλοενεργειακών φωτονίων πρέπει είναι αρκετά υψηλή ώστε να σχηματίζονται πιόνια κατά τις αλληλεπιδράσεις με τα πρωτόνια, δηλαδή η σχέση

$$\epsilon_s \gamma_p \geq \frac{m_\pi}{m_e} \quad (2.11)$$

πρέπει να ισχύει. Αυτό θέτει ένα ακόμα κατώτερο όριο στην ένταση του μαγνητικού πεδίου

$$b \gtrsim b_\pi = \left( 4 \frac{m_\pi}{m_e} \right)^{1/3} \left( \eta_p \frac{m_p}{m_e} \right)^{-4/3} \gamma_p^{-5/3}. \quad (2.12)$$

Είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε πως και τα δύο όρια  $b_q$ ,  $b_\pi$  εξαρτώνται μόνο από το  $\gamma_p$ . Προφανώς, για να εμφανιστεί η μη γραμμικότητα στο σύστημα, το



## 2.2 Ποιοτική περιγραφή του φυσικού συστήματος

(κανονικοποιημένο) μαγνητικό πεδίο της πηγής θα πρέπει να ικανοποιεί την συνθήκη

$$b \geq \max(b_q, b_\pi). \quad (2.13)$$

Αυτό, ωστόσο, δεν είναι ένα αυστηρό κριτήριο. Για παράδειγμα, εάν  $\gamma_p = 10^8$ , βρίσκει κανείς ότι  $B_q = 0.04$  G και  $B_\pi = 0.03$  G. Επομένως, μαγνητικά πεδία της τάξης του 1 Gauss μπορούν εύκολα να ικανοποιήσουν την συνθήκη (2.13). Ίσως άλλα φαινόμενα, που θα συζητήσουμε στην συνέχεια, να είναι πιο περιοριστικά:

1. Η απορρόφηση φωτονίων βασίζεται στην παραδοχή πως τα χαμηλής ενέργειας φωτόνια αρχίζουν να συσσωρεύονται στο σύστημα μόλις τα υψηλοενεργειακά φωτόνια αποκτήσουν μια λαμπρότητα που ξεπερνά την κρίσιμη  $\ell_h^{\text{cr}}$ . Η ιδέα είναι πως τα υψηλής ενέργειας φωτόνια απορροφώνται από τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια που σχηματίζονται αυτόματα· τα σχηματιζόμενα ζεύγη εκπέμπουν περισσότερα χαμηλοενεργειακά φωτόνια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, η οποία ενισχύει περαιτέρω την δημιουργία ζευγών κτλ. Ωστόσο, στην παρούσα κατάσταση, η ύπαρξη ενός εξωτερικού πληθυσμού φωτονίων περιπλέκει την εικόνα καθώς τα υψηλής ενέργειας φωτόνια είναι πιθανόν να απορροφηθούν τόσο στα εξωτερικά όσο και στα εσωτερικά παραγόμενα χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Αυτό μπορεί να δράσει ως σταθεροποιητικός παράγοντας, αφού μπορεί να εμποδίσει την 'συσσώρευση' χαμηλοενεργειακών φωτονίων στο σύστημα. Αυτή η περιπλοκή μπορεί να αποφευχθεί αν κανείς υποθέσει ότι η σχέση  $\epsilon_h \epsilon_o < 2$  ευσταθεί, δηλαδή ότι οι συγχρούσεις μεταξύ των δύο πληθυσμών βρίσκονται κάτω από το κατωφλίου για δίδυμη γένεση. Αφού μόνο η ενέργεια  $\epsilon_h$  εξαρτάται από το  $B$  και το  $\gamma_p$ , μπορεί κανείς να βρει τιμές για μια από αυτές τις παραμέτρους, ώστε να ευσταθεί η συνθήκη  $\epsilon_h \epsilon_o < 2$  (δείτε §3). Στην αναλυτική αντιμετώπιση της επόμενης ενότητας, θα ξεκινήσουμε με αυτήν την υπόθεση, όμως αργότερα θα χαλαρώσουμε την συνθήκη αυτή και μελετήσουμε τις επιδράσεις που έχει η δίδυμη γένεση, λόγω της απορρόφησης των υψηλοενεργειακών φωτονίων από τα εξωτερικά, στην δυναμική του συστήματος.
2. Καθώς τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια αρχίζουν να συσσωρεύονται στην πηγή, τα δευτερογενή ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων που τα παράγουν θα αρχίσουν να χάνουν ενέργεια σταδιακά μέσα από τον αντίστροφο σχεδασμό Compton



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

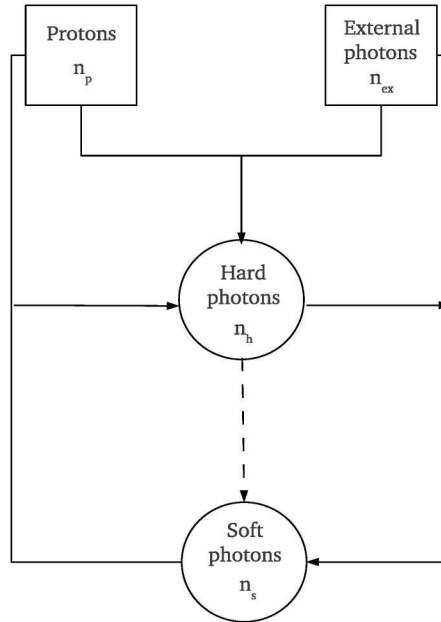
---

αντί μέσω του μηχανισμού ακτινοβολίας σύγχροτρον. Αυτό σημαίνει πως ο βρόγχος της απορρόφησης φωτονίων μπορεί να γίνει λιγότερο αποδοτικός, διότι δεν θα καταλήξει όλη η λαμπρότητα των δευτερογενών ηλεκτρονίων στην ενέργεια  $\epsilon_s$ . Αυτό το φαινόμενο μπορεί να γίνει πιο σημαντικό κοντά στον κορεσμό, με άλλα λόγια, όταν η λαμπρότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων φτάσει την μέγιστη τιμή της. Σαν πρώτο βήμα, θα αγνοήσουμε τον αντίστροφο σκεδασμό Compton στην αναλυτική αντιμετώπιση. Στη συνέχεια, θα τον συμπεριλάβουμε με έναν προσεγγιστικό τρόπο για να καθορίσουμε την επίδρασή του. Τέλος, θα τον λάβουμε πλήρως υπόψη στην αριθμητική μας αντιμετώπιση στην παράγραφο 5.

3. Η ακριβής φύση της εξωτερικής πυκνότητας φωτονίων στην πηγή δεν είχε σημασία μέχρι στιγμής. Ως προσέγγιση πρώτου βαθμού στο πρόβλημα, αγνοούμε την ακτινοβολία σύγχροτρον των σχετικιστικών πρωτονίων, υποθέτοντας πως η αρχική κατανομή φωτονίων είναι καθαρά εξωτερική. Κάτω από τη ίδια υπόθεση, τόσο η εξωτερική αριθμητική πυκνότητα φωτονίων  $n_{ex}$  και η ενέργεια  $\epsilon_0$  θεωρούνται ελεύθεροι παράμετροι, αντί να καθορίζονται από της ιδιότητες της πηγής, όπως το μαγνητικό πεδίο  $B$  και την ενέργεια πρωτονίων  $\gamma_p m_p c^2$ . Ωστόσο, στη §5, όπου παρουσιάζονται οι αριθμητικές λύσεις του πλήρους προβλήματος αντικαθιστούμε την εξωτερική πηγή φωτονίων με την ακτινοβολία σύγχροτρον των σχετικιστικών πρωτονίων.
4. Στην παραπάνω ανάλυση ο ρόλος των υψηλοενεργειακών φωτονίων δόθηκε στα φωτόνια σύγχροτρον που προκύπτουν κατά την διάσπαση των φορτισμένων πιονίων. Χωρίς απώλεια της γενικότητας, θα μπορούσαμε επίσης να υποθέσουμε ότι προέρχονται από την διάσπαση των ουδετέρων πιονίων. Υποθέτοντας πως υπάρχει ισοκατανομή ανάμεσα στις ακτίνες  $\gamma$  που δημιουργήθηκαν κατά την διάσπαση ενός  $\pi^0$  και πως ο συντελεστής ανελαστικότητας είναι περίπου ίδιος με τον αντίστοιχο για την παραγωγή φορτισμένου πιονίου, μπορούμε να γράψουμε σε πλήρη αναλογία με την εξ. (2.2)

$$\epsilon_\gamma \approx 2\eta_p \gamma_p \frac{m_p}{m_e}. \quad (2.14)$$

Αυτές είναι ακτίνες  $\gamma$  πολύ υψηλής ενέργειας και θα βρίσκονται πάντα πάνω



**Σχήμα 2.1:** Σχηματικό διάγραμμα του βρόγχου λειτουργίας των διαδικασιών μεταξύ πρωτονίων και φωτονίων.

από το κατώφλι για την δίδυμη γένεση πάνω στα εξωτερικά φωτόνια ενέργειας  $\epsilon_0$ . Τα δημιουργούμενα ζεύγη θα έχουν ενέργεια  $\gamma_{e,\pi^0} = \epsilon_\gamma/2$ , η οποία είναι ακριβώς η ενέργεια των παραγόμενων ζευγών μέσω διάσπασης φορτισμένων πιονίων (βλ. εξ. (2.2)). Έτσι, και τα φορτισμένα και τα ουδέτερα πιόνια διασπώνται και παράγουν ζεύγη της ίδιας ενέργειας, που στη συνέχεια ψύχονται μέσω σύγχροτρον ακτινοβολίας, παρέχοντας στο σύστημα φωτόνια υψηλής ενέργειας.

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

### 2.3.1 Απλοποιημένες εξισώσεις

Στην πιο γενική περίπτωση, το αδρονικό σύστημα αποτελείται από τρία είδη σωματιδίων, εκ των οποίων τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια ανήκουν στα πρωτογενή και στα δευτερογενή αντίστοιχα, ενώ τα φωτόνια ανήκουν και στις 2 κατηγορίες. Για να

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---

περιγραφεί το σύστημα, πρέπει να επιλυθούν οι κινητικές εξισώσεις για τα σωματίδια (76). Η γενική τους μορφή είναι:

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial t} + \frac{\tilde{n}_i}{t_{i,\text{esc}}} = \tilde{L}^i + \tilde{Q}^i, \quad (2.15)$$

όπου ο δείκτης  $i$  μπορεί να είναι ένας από τους 'p', 'e' ή 'γ' που αναφέρονται στα πρωτόνια, ηλεκτρόνια και φωτόνια αντίστοιχα. Οι τελεστές  $\tilde{L}^i$  και  $\tilde{Q}^i$  δηλώνουν τους όρους απωλειών και εισροής αντίστοιχα, ενώ  $\tilde{n}_i/t_{i,\text{esc}}$  είναι απλά ο όρος διαφυγής από την πηγή, με το κάθε είδος σωματιδίων να έχει τον δικό του όρο  $t_{i,\text{esc}}$ . Για τα φωτόνια ισχύει η σχέση  $t_{\gamma,\text{esc}} = t_{\text{cr}} = R/c$ , ενώ για τα πρωτόνια υιοθετούμε  $t_{p,\text{esc}} = 10^3 t_{\text{cr}}$  σε όλη την εργασία. Οι ρητές εκφράσεις για των τελεστών μπορεί να βρεθούν σε (76) και (78) – από εδώ και στο εξής MK95 και MPK05 αντίστοιχα.

Οι άγνωστες συναρτήσεις που πρέπει να προσδιορισθούν είναι οι αριθμητικές πυκνότητες  $\tilde{n}_i$ , οι οποίες μπορεί να κανονικοποιηθούν ως εξής:

$$\tilde{n}_p(\tilde{E}_p, \tau) = \frac{n_p(\gamma_p, \tau)}{\sigma_T R m_p c^2} \quad \text{ωιτη } \gamma_p = \frac{\tilde{E}_p}{m_p c^2} \quad (2.16)$$

$$\tilde{n}_e(\tilde{E}_e, \tau) = \frac{n_e(\gamma, \tau)}{\sigma_T R m_e c^2} \quad \text{ωιτη } \gamma = \frac{\tilde{E}_e}{m_e c^2} \quad (2.17)$$

$$\tilde{n}_\gamma(\tilde{\epsilon}_\gamma, \tau) = \frac{n_\gamma(\epsilon_\gamma, \tau)}{\sigma_T R m_e c^2} \quad \text{ωιτη } \epsilon_\gamma = \frac{\tilde{\epsilon}_\gamma}{m_e c^2}. \quad (2.18)$$

Ο χρόνος  $\tau$  είναι κανονικοποιημένος ως προς το χρόνο διέλευσης της πηγής  $t_{\text{cr}}$ , δηλαδή,  $\tau = t/t_{\text{cr}}$ . Από αυτό το σημείο και στο εξής, δουλεύουμε με αδιάστατες ποσότητες.

Λόγω της αναλυτικής αντιμετώπισης, κάνουμε τις ακόλουθες δύο σημαντικές απλοποιήσεις:

1. Εφόσον η ψύξη ηλεκτρονίων μπορεί να θεωρηθεί ταχεία για συνηθισμένες τιμές των παραμέτρων του συστήματος (δείτε επίσης §2), μπορούμε να αγνοήσουμε την εξίσωση των ηλεκτρονίων.
2. Απλοποιούμε τις εξισώσεις που περιγράφουν το φυσικό σύστημα σε τέτοιο βαθμό ώστε να διατηρούμε μόνο τις βασικές διαδικασίες.

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

Έτσι, υποθέτουμε μια σταθερή μονοενεργειακή εισροή πρωτονίων  $Q_{po}(\gamma_p)$  σε σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  και με ενσωματωμένο μαγνητικό πεδίο  $B$ . Υποθέτουμε επίσης μια μονοενεργειακή κατανομή εξωτερικών φωτονίων  $n_{ex}$  με ενέργεια  $\epsilon_0 = \gamma_p^{-1} \frac{m_\pi}{m_e}$ , που δρα ως στόχος για τα πρωτόνια υψηλών ενεργειών. Σημειώνουμε πως αρχικά, η  $n_{ex}$  είναι η μόνη κατανομή φωτονίων χαμηλής ενέργειας που υπάρχει στην πηγή. Τα φορτισμένα πιόνια που παράγονται από τις φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις, διασπώνται σε ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων με παράγοντα Lorentz  $\gamma_{e,\pi}$  (δείτε την εξ. (2.2)) που εκπέμπουν, μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, υψηλής ενέργειας φωτόνια με αντίστοιχη αριθμητική πυκνότητα  $n_h(\epsilon_h)$ . Για να μπορέσουμε να εξασφαλίσουμε ότι ο αντίστροφος σχεδασμός Compton των εξωτερικών φωτονίων από τα προαναφερθέντα ηλεκτρόνια δεν είναι τόσο σημαντικός όσο η ψύξη τους μέσω σύγχροτρον ακτινοβολίας και ως εκ τούτου μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα με ασφάλεια, υποθέτουμε ότι  $u_{ex} \ll u_B$  ή ισοδύναμα  $\ell_{ex} \ll \ell_B$ , όπου  $u_i$  και  $\ell_i$  είναι οι ενεργειακές πυκνότητες και η συμπαγότητα αντίστοιχα. Σε αυτό το σημείο, είναι χρήσιμο να ορίσουμε τις διάφορες συμπαγότητες που εμφανίζονται στην παρούσα εργασία:

$$\ell_i = \frac{\epsilon_i n_i}{3}, \quad i = \varsigma, \eta, \epsilon\tilde{\zeta} \quad (2.19)$$

$$\ell_p = \frac{\gamma_p n_p}{3} \quad (2.20)$$

$$\ell_B = \sigma_T R \frac{u_B}{m_e c^2}. \quad (2.21)$$

Στην αντιμετώπιση μας, τα δευτερογενή ηλεκτρόνια δεν επηρεάζουν την δυναμική του συστήματος. Αντιθέτως, παίζουν έναν ενδιάμεσο ρόλο στην μεταφορά της ενέργειας από τα υψηλοενεργειακά φωτόνια στα φωτόνια πιο χαμηλών ενεργειών. Εξετάζουμε ξεχωριστά τους πληθυσμούς των υψηλής και χαμηλής ενέργειας φωτονίων,  $n_h$  και  $n_s$  αντίστοιχα, γράφοντας μια κινητική εξίσωση για τον κάθε έναν. Έτσι, οι ποσότητες που πρέπει να καθορίσουμε τώρα είναι οι  $n_p$ ,  $n_h$  και  $n_s$ . Οι φυσικές διεργασίες που θα συμπεριληφθούν στην απλοποιημένη εκδοχή της εξίσωσης είναι:

1. Συνεχής εισροή πρωτονίων  $Q_{po}$  και διαφυγή  $L_{esc}^p = -n_p/\tau_p$ , οι οποίοι εμφανίζονται στην εξίσωση των πρωτονίων ως όροι πηγής και απωλειών, αντίστοιχα.
2. Φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις, οι οποίες δρουν ως όρος απωλειών των πρωτονίων  $L_{p\gamma \rightarrow p\pi}^p$  και ως όρος πηγής για τα υψηλής ενέργειας φωτόνια  $Q_{p\gamma \rightarrow p\pi}^h$ .

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---

3. Απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου, η οποία δρα ως όρος απορρόφησης των υψηλοενεργειακών φωτονίων  $L_{\gamma\gamma}^h$  και ως όρος πηγής για τα χαμηλής ενέργειας φωτόνια  $Q_{\gamma\gamma}^s$ .

4. Διαφυγή φωτονίων από την πηγή,  $L_{\text{esc}}^\gamma = -n_{s,h}$ .

Υπό αυτές τις θεωρήσεις, οι απλοποιημένες κινητικές εξισώσεις για το κάθε είδος δίνονται από:

$$\dot{n}_p = Q_{p0} - \frac{n_p}{\tau_p} + L_{p\gamma \rightarrow p\pi}^p \quad (2.22)$$

$$\dot{n}_h = -n_h + Q_{p\gamma \rightarrow p\pi}^h + L_{\gamma\gamma}^h \quad (2.23)$$

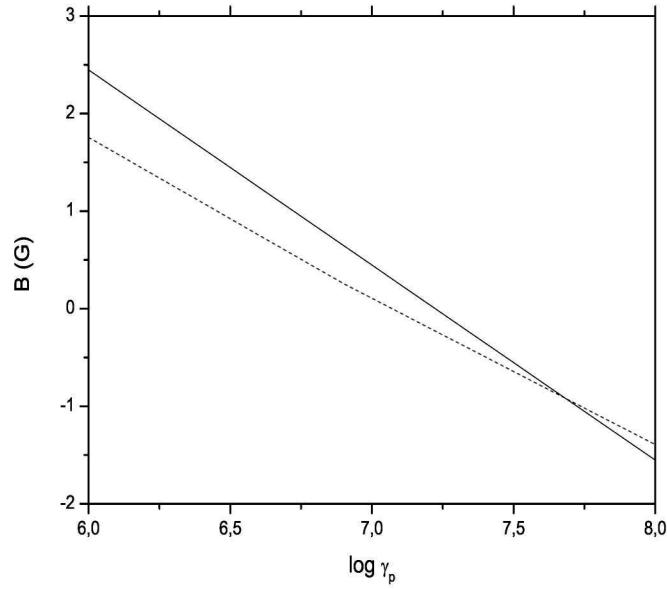
$$\dot{n}_s = -n_s + Q_{\gamma\gamma}^s. \quad (2.24)$$

Η αναλυτική μελέτη της δυναμικής του παραπάνω συστήματος εξισώσεων μπορεί να απλοποιηθεί περεταίρω, αν υποθέσουμε ότι τα υψηλοενεργειακά φωτόνια δεν μπορούν να απορροφηθούν από τα εξωτερικά (δείτε σημείο (1) της §2). Για να το εξασφαλίσουμε αυτό, χρησιμοποιούμε για δεδομένο  $\gamma_p$ , τέτοιες τιμές του μαγνητικού πεδίου που δεν επιτρέπουν την περεταίρω απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων. Έτσι, η συνθήκη  $\epsilon_h \epsilon_0 < 2$  πρέπει να ευσταθεί. Αυτό, σε συνδυασμό με τις εξ. (2.2) και (2.3) θέτουν ένα άνω όριο στην ένταση του μαγνητικού πεδίου

$$b \lesssim b_\alpha = 2 \frac{m_e}{m_\pi} \left( \frac{m_e}{\eta_p m_p} \right)^2. \quad (2.25)$$

Οι εξισώσεις (2.10), (2.12) και (2.25) μπορούν να συνδυαστούν ώστε να δημιουργηθεί ένας παραμετρικός χώρος των τιμών του  $B$  για διάφορες ενέργειες των πρωτονίων – βλ. Σχ. 2.2. Η συνεχής γραμμή δείχνει το άνω όριο της εξ. (2.25), ενώ η διακεκομμένη γραμμή απεικονίζει την μέγιστη τιμή μεταξύ των δύο κάτω ορίων που δίνεται από την εξ. (2.13).

Σύμφωνα με την §3.2, αν η συμπαγότητα των υψηλοενεργειακών φωτονίων είναι κάτω από την κρίσιμη τιμή  $\ell_h^{\text{cr}}$ , η αστάθεια που οδηγεί σε μια ‘αυτόματη’ απορρόφηση των φωτονίων αυτών δεν μπορεί να αναπτυχθεί. Επομένως, δεν παράγονται χαμηλοενεργειακά φωτόνια στο σύστημα και τα υψηλοενεργειακά φωτόνια δεν απορροφούνται. Αυτή η κατάσταση αντιστοιχεί στην γραμμική περιοχή που περιγράψαμε στη



**Σχήμα 2.2:** Το άνω (συνεχής γραμμή) και κάτω (διακεκομμένη γραμμή) όριο του μαγνητικού πεδίου, όπου το κάτω όριο δίνεται από το μέγιστο των  $\max(B_q, B_\pi)$  (δείτε εξ. (2.13)). Οποιαδήποτε τιμή του μαγνητικού πεδίου βρίσκεται κάτω από την συνεχή και πάνω από την διακεκομμένη γραμμή, δεν επιτρέπει την απορρόφηση των υψηλής ενέργειας φωτονίων από τα εξωτερικά. Οι γραμμές έχουν σχεδιαστεί για την ελάχιστη ενέργεια των εξωτερικών φωτονίων που ικανοποιεί το ενεργειακό κατώφλι για τις φωτοπιονικές διαδικασίες, δηλαδή  $\epsilon_0 = \frac{m_\pi}{m_e \gamma_p}$ .

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

§2.1. Σε αυτήν την περίπτωση, υποθέτοντας ότι οι απώλειες των πρωτονίων είναι καταστροφικές μπορούμε να γράψουμε  $L_{p\gamma \rightarrow p\pi}^p = -\sigma_{p\gamma}^0 n_p n_{ex}$  και  $Q_{p\gamma \rightarrow p\pi}^h = A n_p n_{ex}$ . Το σύστημα των εξισώσεων (2.22)-(2.24) εκφυλίζεται σε ένα σύστημα 2 εξισώσεων (S1):

$$\dot{n}_p = Q_{po} - \frac{n_p}{\tau_p} - \sigma_{p\gamma}^0 n_p n_{ex} \quad (2.26)$$

$$\dot{n}_h = -n_h + A n_p n_{ex}. \quad (2.27)$$

Η σταθερά κανονικοποίησης  $A$  του όρου εισαγωγής υψηλοενεργειακών φωτονίων στην παραπάνω εξίσωση, βρίσκεται μετά από την υπόθεση πως ένα κλάσμα της συνολικής ενέργειας των πρωτονίων μεταφέρεται στα δευτερογενή ηλεκτρόνια, που ακτινοβολούν στην συνέχεια όλη την ενέργειά τους μέσω σύγχροτρον παράγοντας τα υψηλής ενέργειας φωτόνια φωτόνια. Κάτω από αυτά τις υποθέσεις, βρίσκει κανείς ότι  $A = \xi_\pi \frac{\sigma_{p\gamma}^0 m_p \gamma_p}{m_e \epsilon_h}$ . Η λύση του συστήματος S1 που αντιστοιχεί στην σταθερή κατάσταση είναι

$$n_p^{ss} = \frac{Q_{po}}{G_p} \quad (2.28)$$

$$n_h^{ss} = A n_{ex} n_p^{ss}, \quad (2.29)$$

όπου  $G_p = \frac{1}{\tau_p} + \sigma_{p\gamma}^0 n_{ex}$ . Δύο οριακές περιπτώσεις εννοούνται από την μορφή του  $G_p$ :

- Η διαφυγή των πρωτονίων είναι πιο σημαντική από ότι η ψύξη αυτών πάνω στα εξωτερικά φωτόνια, δηλαδή  $\sigma_{p\gamma}^0 n_{ex} \ll 1/\tau_p$ . Σε αυτό το όριο, η λύση της σταθερής κατάστασης για τα υψηλοενεργειακά φωτόνια είναι ανάλογη με το γινόμενο  $Q_{po} n_{ex}$ . Κάποιος μπορεί να βρει έναν συνδυασμό τιμών για τα  $Q_{po}$  και  $n_{ex}$  που οδηγούν στην συνθήκη  $\ell_h > \ell_h^{cr}$ . Για παράδειγμα, αν η ψύξη των πρωτονίων δεν είναι αποδοτική στο να παράγει υψηλής ενέργειας φωτόνια λόγω χαμηλής πυκνότητας εξωτερικών φωτονίων  $n_{ex}$ , τότε απαιτείται ένας υψηλός ρυθμός εισερχόμενων πρωτονίων και αντίστροφα.
- Η ψύξη πρωτονίων λόγω φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων με τα εξωτερικά φωτόνια είναι πιο σημαντική από ότι η διαφυγή των πρωτονίων από την πηγή, δηλαδή  $\sigma_{p\gamma}^0 n_{ex} \gtrsim 1/\tau_p$ . Σε αυτό το όριο,  $n_h^{ss} \propto Q_{po}$ . Έτσι, το σύστημα μπορεί να γίνει υπερκρίσιμο για αρκετά υψηλή τιμή του ρυθμού εισροής πρωτονίων.

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

Μέχρι στιγμής, το σύστημα πρωτονίων-φωτονίων λειτουργεί στην ονομαζόμενη ‘υποκρίσιμη’ περιοχή, όπου η δυναμική συμπεριφορά του είναι τετριμμένη. Για να ερευνήσουμε το πως οι μη γραμμικοί όροι επηρεάζουν την εξέλιξη του συστήματος, θα εστιάσουμε μόνο στις περιπτώσεις όπου η ‘αυτόματη’ απορρόφηση γίνεται σχετική. Αν τα υψηλοενεργειακά φωτόνια εισέρχονται στο σύστημα με  $\ell_h^{\text{inj}} > \ell_h^{\text{cr}}$ , τότε ένας πληθυσμός χαμηλοενεργειακών φωτονίων εμφανίζεται λόγω της απορρόφησης των ακτίνων  $\gamma$  και το σύστημα γίνεται ‘υπερκρίσιμο’. Σε αυτήν την περίπτωση απαιτείται μια επιπλέον εξίσωση που περιγράφει τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Έτσι, η σειρά εξισώσεων (2.26)-(2.27) γίνεται (σύστημα  $S2$ ):

$$\dot{n}_p = Q_{po} - \frac{n_p}{\tau_p} - \sigma_{p\gamma}^0 n_p n_{\text{ex}} - \sigma_{p\gamma}^0 n_p n_s \quad (2.30)$$

$$\dot{n}_h = -n_h + A n_p n_{\text{ex}} + A n_p n_s - C_h n_s n_h \quad (2.31)$$

$$\dot{n}_s = -n_s + C_s n_s n_h, \quad (2.32)$$

όπου

$$C_h = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}}{\epsilon_h \epsilon_s} \quad \text{και} \quad C_s = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}}{\epsilon_s^2}. \quad (2.33)$$

Ο όρος  $\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}$  που εμφανίζεται στις εκφράσεις (2.33) δίνεται από

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)} = \epsilon_h \epsilon_s \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_h \epsilon_s) \quad (2.34)$$

με τον εκθέτη  $s$  να δηλώνει την απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  στα χαμηλοενεργειακά φωτόνια  $n_s$  και  $\sigma_{\gamma\gamma}$  να είναι η ενεργός διατομή της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου, μετρούμενη σε μονάδες της ενεργού διατομής Thomson  $\sigma_T$ . Από εδώ και στο εξής, θα χρησιμοποιούμε την προσεγγιστική έκφραση των (25):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(x) = 0.652 \frac{(x^2 - 1)}{x^3} \ln(x) H(x - 1), \quad (2.35)$$

όπου  $x$  είναι το γινόμενο των αδιάστατων ενεργειών και  $H(x)$  είναι η συνάρτηση βήματος. Εφόσον στην ανάλυσή μας έχουμε υποθέσει μονοενεργειακή κατανομή φωτονίων και έχουμε προσεγγίσει την ενεργό διατομή με συνάρτηση βήματος, η  $\sigma_{\gamma\gamma}^{(s)}$  στους ορισμούς (2.33) είναι απλώς μια σταθερά η οποία παίρνει διαφορετικές



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

τιμές για διαφορετικά ζεύγη φωτονίων. Οι τελευταίοι όροι στην δεξιά πλευρά των εξ. (2.31) και (2.32) περιγράφουν την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου. Τα σχηματιζόμενα ζεύγη ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου είναι ενδιάμεσα προϊόντα που μεταφέρουν την ενέργειά τους μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον στα χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Οι σταθερές  $C_h$  και  $C_s$  που δίνονται παραπάνω προσδιορίζονται από την απαίτηση για διατήρηση της ενέργειας. Όσο τα παραγόμενα φωτόνια έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να ικανοποιούν το ενεργειακό κατώφλι για τις φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις, (δείτε την σχέση (2.11) », μπορούν να λειτουργήσουν ως ένας επιπλέον στόχος για τα πρωτόνια. Αυτό εξηγεί τον τελευταίο όρο στην δεξιά πλευρά της εξ. (2.30). Αυτός ο επιπρόσθετος όρος ‘καταβόθρα’ για τα πρωτόνια έχει έναν αντίστοιχο όρο εισροής  $Ah_p n_s$ , που εμφανίζεται στην εξ. (2.31).

Σημειώνουμε πως μια έκφραση της κρίσιμης συμπαγότητας για την αυτόματη απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  έχει παρουσιαστεί από τους SK07 και PM11. Στην παρούσα ανάλυση έχουμε κάνει κάποιες υποθέσεις προς απλοποίηση των εξισώσεων που διαφέρουν από αυτές στις προαναφερθείσες εργασίες. Έτσι, για λόγους συνέπειας, υπολογίζουμε την τροποποιημένη εκφράση της  $\ell_h^{cr}$ , η οποία δίνεται από:

$$\ell_h^{cr} = \frac{\epsilon_h}{3C_s} \quad (2.36)$$

(για την εξαγωγή της σχέσης, βλ. Παράρτημα Γ στο τέλος αυτού του κεφαλαίου.).

### 2.3.2 Δυναμική μελέτη του συστήματος

Αφού έχουμε ορίσει το πλαίσιο του φυσικού προβλήματος και έχουμε ξεκαθαρίσει τις υποθέσεις μας, συνεχίζουμε στην διερεύνηση των μαθηματικών ιδιοτήτων του συστήματος. Αν θέσουμε στις εξισώσεις (2.30)-(2.32) τις χρονικές παραγώγους ίσες με το μηδέν μπορούμε να προσδιορίσουμε τις πιθανές σταθερές καταστάσεις του συστήματος, που στην πραγματικότητα αποτελούν τα σημεία ισορροπίας (ή διαφορετικά σταθερά σημεία) αυτού. Το σύστημα των εξισώσεων  $S2$  έχει ένα ή τρία σταθερά σημεία ανάλογα με την ύπαρξη ή μη των όρων σύζευξης μεταξύ των υψηλοενεργειακών και χαμηλοενεργειακών φωτονίων. Θα αναλύσουμε το σύστημα εξισώσεων που διαθέτει τρία σταθερά σημεία, καθώς αυτό μπορεί θεωρητικά να εμφανίσει μη γραμμική χρονική συμπεριφορά.

Το πρώτο σταθερό σημείο  $P_1$  είναι απλώς η λύση της σταθερής κατάστασης που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα, δηλαδή,  $P_1 (n_h^{ss}, 0, n_p^{ss})$ . Οι διαταραχές

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

αυτής της σταθερής κατάστασης μπορούν είτε να αυξηθούν είτε να αποσβεστούν ως  $e^{st}$ . Στην πρώτη περίπτωση, το σταθερό σημείο είναι ασταθές ενώ στην δεύτερη περίπτωση είναι σταθερό (δείτε το παράρτημα Α για λεπτομερή ανάλυση). Ο ρυθμός αύξησης ή μείωσης  $s$  των διαταραχών ως συνάρτηση του ρυθμού εισροής των πρωτονίων, για σταθερή εξωτερική αριθμητική πυκνότητα, φαίνεται στο Σχ.2.3. Είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί πως ο εκθέτης  $s$  για τις αυξανόμενες λύσεις εξαρτάται έντονα από το  $Q_{po}$  ενώ ο αντίστοιχος για τις φθίνουσες λύσεις είναι πρακτικά ανεπηρέαστος από το  $Q_{po}$  και παίρνει τιμές κοντά στο -1, υποδεικνύοντας την ελεύθερη διαφυγή των παραγόμενων μαλακών χαμηλοενεργειακών φωτονίων σε έναν χρόνο διέλευσης. Ο αστερίσχος υποδεικνύει την κρίσιμη τιμή του ρυθμού εισροής των πρωτονίων,  $Q_{po}^{cr}$ , πάνω από την οποία  $s > 0$  και καθιστώντας δυνατή την αυτόματη συσσώρευση χαμηλοενεργειακών φωτονίων στο σύστημα. Αυτή η τιμή εξαρτάται από την εξωτερική πυκνότητα φωτονίων ως:

$$Q_{po}^{cr}(n_{ex}) = \frac{1}{C_s A n_{ex}} \left( \frac{1}{\tau_p} + \sigma_{p\gamma}^0 n_{ex} \right). \quad (2.37)$$

Οι χαμηλές τιμές της  $n_{ex}$  υποδηλώνουν ανεπαρκή ψύξη πρωτονίων και ως εκ τούτου ανεπαρκή εισροή υψηλής ενέργειας φωτονίων – δείτε εξ. (2.26)-(2.27). Μόνο αν ο ρυθμός εισροής των πρωτονίων στην πηγή είναι υψηλός, μπορεί η συμπαγότητα των υψηλοενεργειακών φωτονίων να αυξηθεί επαρκώς, οδηγώντας το σύστημα στην αστάθεια. Με άλλα λόγια, για δεδομένο  $n_{ex}$  μπορεί κανείς να βρει πάντα έναν αρκετά υψηλό  $Q_{po}$  ώστε να κάνει το σύστημα ασταθές. Η κρίσιμη τιμή  $Q_{po}^{cr}$  συσχετίζεται άμεσα με μια κρίσιμη αριθμητική πυκνότητα πρωτονίων  $n_p^{cr}$  που δίνεται από

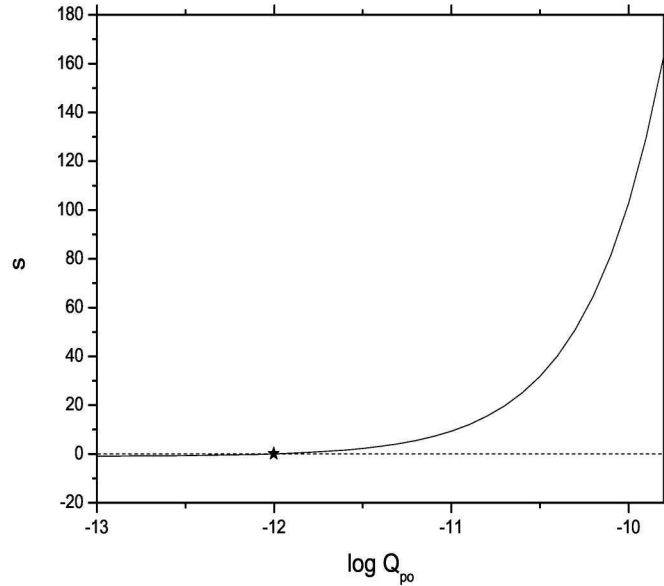
$$n_p^{cr} = \frac{Q_{po}^{cr}}{1/\tau_p + \sigma_{p\gamma}^0 n_{ex}}. \quad (2.38)$$

Έτσι, το πρόβλημα της επιλογής ενός κατάλληλου ζεύγους τιμών  $(Q_{po}, n_{ex})$  που οδηγούν το σύστημα στην αστάθεια, μπορεί να μετατραπεί σε πρόβλημα ‘φόρτωσης’ της πηγής με μια κρίσιμη ποσότητα πρωτονίων. Ας θεωρήσουμε τώρα το αντίστροφο της παραπάνω δήλωσης: Αν ο ρυθμός εισροής των πρωτονίων είναι δεδομένος, υπάρχουν τιμές της  $n_{ex}$  που θα κάνουν το σύστημα ασταθές; Σε αυτήν την περίπτωση, βρίσκουμε πως η εξωτερική αριθμητική πυκνότητα πρέπει να ικανοποιεί την ακόλουθη συνθήκη:

$$n_{ex} \gtrsim \frac{1/\tau_p}{C_s A Q_{po} - \sigma_{p\gamma}^0}, \quad (2.39)$$

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΗΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.3:** Ρυθμός αύξησης/απόσβεσης των διαταραγμένων πρωτονικών και φωτονικών πυκνοτήτων από την σταθερή κατάσταση  $P1$  ως συνάρτηση του ρυθμού εισροής πρωτονίων. Πάνω από μια συγκεκριμένη κρίσιμη τιμή του  $Q_{po}$ , που υποδεικνύεται με έναν αστερίσκο, βρίσκουμε μόνο αυξανόμενες διαταραχές. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για το διάγραμμα αυτό είναι:  $B = 0.7 \text{ G}$ ,  $\gamma_p = 2 \times 10^7$ ,  $\epsilon_0 = \gamma_p^{-1} \frac{m_p}{m_e}$  και  $n_{ex} = 2$ .

με τον περιορισμό  $Q_{po} > \frac{\sigma_{p\gamma}^0}{C_s A}$ . Έτσι, για αρκετά χαμηλό ρυθμό εισροής πρωτονίων, το σύστημα δεν μπορεί να γίνει ασταθές. Οι παραπάνω παρατηρήσεις οδηγούν στο συμπέρασμα πως, ανάμεσα στις δύο παραμέτρους,  $Q_{po}$  και  $n_{ex}$ , η θεμελιώδης στο να οδηγήσει το σύστημα σε αστάθεια είναι η ποσότητα πρωτονίων στην πηγή.

Όταν εξασφαλιστεί η αρχική αύξηση των διαταραχών, η μετέπειτα συμπεριφορά του συστήματος εξαρτάται από τις ιδιότητες του δευτέρου σταθερού σημείου  $P_2$ . Το σύστημα μπορεί είτε να φτάσει την σταθερή κατάσταση  $P_2$  είτε να μεταβάλλεται περιοδικά, δημιουργώντας έναν οριακό κύκλο στον χώρο φάσεων. Αυτή η συμπεριφορά μπορεί να προβλεφθεί υπολογίζοντας τις ιδιοτιμές του πίνακα  $M_2$  που αντιστοιχεί στο γραμμικοποιημένο σύστημα εξισώσεων, γύρω από το σημείο  $P_2$ . Για διαφορετικές τιμές των φυσικών παραμέτρων του προβλήματος, βρίσκουμε πάντα μια πραγματική αρνητική ιδιοτιμή  $\lambda_1$ . Οι δύο άλλες ιδιοτιμές  $\lambda_{2,3}$  μπορούν να είναι είτε

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

**Πίνακας 2.1:** Ταξινόμηση του σταθερού σημείου  $P_2$  και την αναμενόμενης δυναμικής συμπεριφοράς του συστήματος, βασιζόμενοι σε μια ανάλυση ιδιοτιμών/ιδιοδιανυσμάτων του αντίστοιχου πίνακα  $M_2$ .

Ιδιοτιμές	Ταξινόμηση του σημείου $P_2$	Δυναμική συμπεριφορά
$\lambda_i < 0$ , $\text{for } i = 1, 3$	κόμβος έλξης	σταθερή κατάσταση
$\lambda_1 < 0$ , $\lambda_2 = \lambda_3^*$	εστία	
$\text{Re}(\lambda_2) = \text{Re}(\lambda_3) > 0$	σαγματικό σημείο απώθησης	οριακός κύκλος
$\text{Re}(\lambda_2) = \text{Re}(\lambda_3) < 0$	έλξης	φθίνουσα ταλάντωση

συζυγείς μιγαδικοί είτε και πραγματικοί και αρνητικοί (δείτε παράρτημα Β για περισσότερες λεπτομέρειες). Ο πίνακας 2.2 συνοψίζει την δυναμική συμπεριφορά του συστήματος. Σημειώνουμε ότι, για την ορολογία σχετικά με την ταξινόμηση των σταθερών σημείων ενός τρισδιάστατου συστήματος, έχουμε υιοθετήσει εκείνη που παρουσιάζεται από τους (125).

Είναι ενδιαφέρον να ερευνήσουμε πως σχετίζονται οι δύο βασικές παραμέτροι του φυσικού προβλήματος, δηλαδή, ο ρυθμός εισροής πρωτονίων  $Q_{po}$  και της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας  $n_{ex}$ , με την δυναμική συμπεριφορά του συστήματος. Για τον σκοπό αυτόν, υπολογίζουμε τις ιδιοτιμές του πίνακα  $M_2$  γύρω από το σταθερό σημείο  $P_2$  για διάφορες τιμές των  $Q_{po}$  και  $n_{ex}$ , έχοντας πρώτα εξασφαλίσει ότι το σταθερό σημείο  $P_1$  είναι ασταθές (δείτε το παράρτημα Α). Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στις επόμενες δύο παραγράφους.

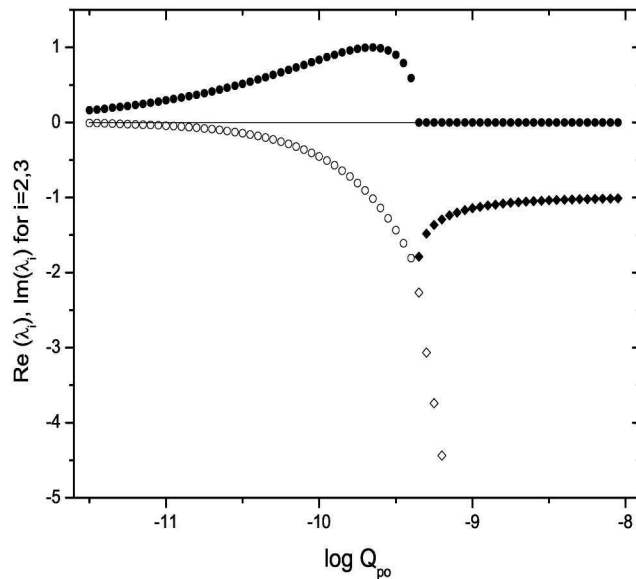
### 2.3.2.1 Εξάρτηση από τον ρυθμό εισροής πρωτονίων

Υποθέτουμε πρώτα ότι η εξωτερική πυκνότητα  $n_{ex}$  είναι σταθεροποιημένη σε μια συγκεκριμένη τιμή και μελετάμε την επίδραση του ρυθμού εισροής  $Q_{po}$ . Το σχήμα  $Q_{po}$  δείχνει τις ιδιοτιμές  $\lambda_{2,3}$  που έχουν υπολογιστεί για διάφορες τιμές του  $Q_{po}$ . Τα συμπεράσματα που εξάγονται από αυτό μπορούν να συνοψιστούν στα ακόλουθα σημεία:

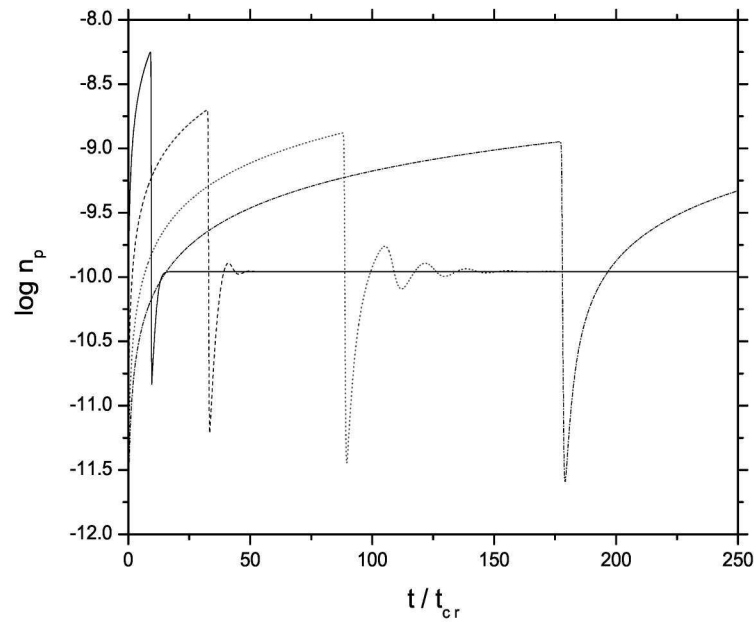
1. Ξεκινώντας από χαμηλές τιμές του  $Q_{po}$ , βρίσκουμε ότι  $\lambda_3 = \lambda_2^*$ . Εφόσον

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---



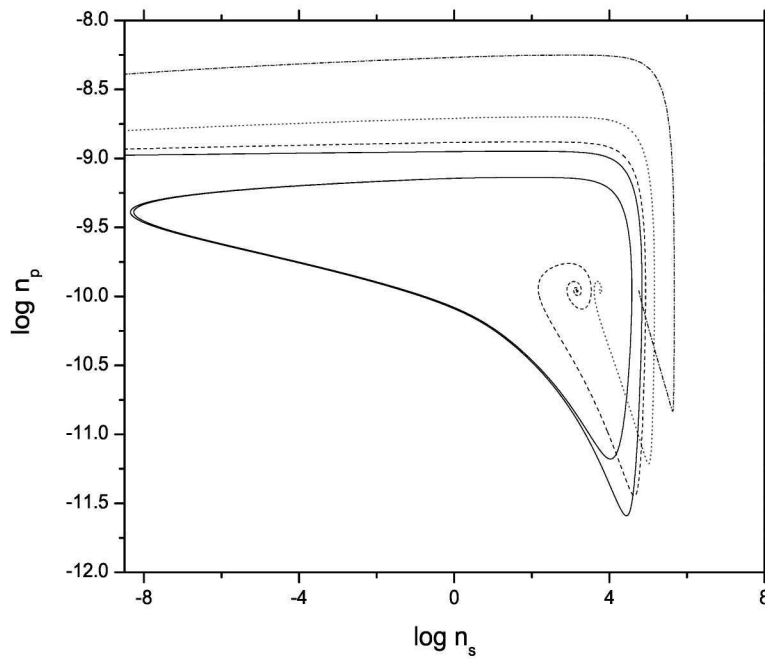
**Σχήμα 2.4:** Διάγραμμα των δύο ιδιοτιμών  $\lambda_{2,3}$  για  $n_{\text{ex}} = 2$  ως συνάρτηση του ρυθμού των εισερχόμενων πρωτονίων. Όσο οι ιδιοτιμές είναι συζυγείς μιγαδικοί αριθμοί, τα πραγματικά και φανταστικά τους μέρη απεικονίζονται με ανοιχτούς και γεμάτους κύκλους αντίστοιχα. Σε μια συγκεκριμένη τιμή του  $Q_{\text{po}}$  και οι δύο ιδιοτιμές γίνονται πραγματικές και αρνητικές (ανοικτά και γεμάτα διαμάντια). Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στην μηδενική τιμή. Οι άλλες παράμετροι που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι ίδιες με το Σχ. 2.3.



**Σχήμα 2.5:** Χρονική εξέλιξη της κατανομής πρωτονίων για διάφορες τιμές του ρυθμού εισροής των πρωτονίων  $\log Q_{po} = -11.15$  (στικτή/διακεκομμένη γραμμή),  $\log Q_{po} = -10.8$  (στικτή γραμμή),  $\log Q_{po} = -10.2$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $\log Q_{po} = -10.2$  (συνεχής γραμμή). Οι αρχικές συνθήκες για κάθε αριθμητική δοκιμή είναι  $n_h(0) = n_p(0) = 0$  και  $n_s(0) = \epsilon \rightarrow 0$ . Η αριθμητική πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων είναι  $n_{ex} = 2$  σε όλες τις περιπτώσεις. Όλες οι άλλες παράμετροι είναι ίδιες με εκείνες του Σχ. 2.3.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.6:** Δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων για διάφορες τιμές του ρυθμού εισροής πρωτονίων  $\log Q_{po} = -11.15$  (στιχτή/διακεκομμένη γραμμή),  $\log Q_{po} = -10.8$  (διακεκομμένη γραμμή),  $\log Q_{po} = -10.2$  (στιχτή γραμμή) και  $\log Q_{po} = -9.2$  (συνεχής γραμμή). Οι παράμετροι είναι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στο Σχ. 2.5.

$Re(\lambda) > 0$ , το σημείο  $P_2$  δρα ως απωθητικό εστιακό – σαγματικό σημείο. Έχοντας επίσης εξασφαλίσει ότι το σταθερό σημείο  $P_1$  είναι ασταθές, το σύστημα ακολουθεί στον χώρο φάσεων μια κλειστή περιοδική τροχιά, δηλαδή, διαγράφει έναν οριακό κύκλο ο οποίος είναι επιπλέον σταθερός.

2. Για υψηλότερες τιμές του ρυθμού εισροής πρωτονίων βρίσκουμε μιγαδικές ιδιοτιμές με  $Re(\lambda) < 0$ . Ως εκ τούτου, το σημείο  $P_2$  δρα ως ελκτικό εστιακό – σαγματικό σημείο. Σε αυτήν την περίπτωση, το σύστημα ηρεμεί σε μια νέα σταθερή κατάσταση (που αντιστοιχεί στο σταθερό σημείο  $P_2$ ). Στον χώρο των φάσεων, αυτό αντιστοιχεί σε μία ‘ελικοειδή’ τροχιά που καταλήγει στο σταθερό σημείο.
3. Τέλος, για ακόμα πιο υψηλές τιμές του  $Q_{p0}$  και οι δύο ιδιοτιμές γίνονται πραγματικές και αρνητικές. Το σημείο  $P_2$  μπορεί να χαρακτηριστεί ως κόμβος έλξης. Το φυσικό σύστημα φτάνει καταλήγει στο νέο σταθερό σημείο πολύ γρήγορα, χωρίς να δείχνει ταλαντωτική συμπεριφορά.

Ένα παράδειγμα μιας τέτοιας μετάβασης στην δυναμική του συστήματος απεικονίζεται στα σχήματα 2.5 και 2.6. Η λύση που απεικονίζεται με την στικτή/διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην περίπτωση οριακού κύκλου με περίοδο  $\sim 170 t_{cr}$ . Για λόγους σαφήνειας, το Σχ. 2.5 εστιάζει στις πρώιμη χρονική συμπεριφορά του συστήματος. Για το λόγο αυτό εμφανίζεται μόνο ο πρώτος ενάμισης κύκλος της περιοδικής λύσης. Οι λύσεις που παρουσιάζονται στα προαναφερθέντα σχήματα έχουν βρεθεί μετά από ολοκλήρωση του συστήματος των εξισώσεων  $S2$  με αρχικές συνθήκες  $n_h(0) = n_p(0) = 0$  και  $n_s(0) = \epsilon$ , με  $\epsilon \rightarrow 0$  να υποδηλώνει μια αρχική διαταραχή των χαμηλοενεργειακών φωτονίων στην πηγή. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν εξασφαλίζουν πως σε κάποιο σημείο η συμπαγότητα των υψηλοενεργειακών φωτονίων γίνεται μεγαλύτερη από  $\ell_h^{cr}$ . Κάθε μία από τις τιμές του που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτό το παράδειγμα αντιστοιχεί σε ένα διαφορετικό σημείο του Σχ. 2.4. Το συμπέρασμα είναι ότι η χρονική συμπεριφορά του συστήματος είναι πολύ ευαίσθητη σε ότι αφορά τον ρυθμό εισροής πρωτονίων.

Αξίζει να γίνει ένα σύντομο σχόλιο πάνω στην αριθμητική ολοκλήρωση ενός συστήματος Συνήθων Διαφορικών Εξισώσεων (ΣΔΕ), όπως το  $S2$ , αφού έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για την απόκτηση των αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΓΨΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---

στις ενότητες 3.3-3.4. Οι συνήθεις αλγόριθμοι που χρησιμοποιούνται για την ολοκλήρωση των ΣΔΕ, π.χ. Runge-Kutta, αποτυγχάνουν στην περίπτωση που κάποιος πρέπει να αντιμετωπίσει ένα ‘δύσκαμπτο’ (ή όπως είναι γωνστό με την αγγλική ονομασία του “stiff”) σύνολο ΣΔΕ, όπως το σύστημα  $S2$ . Η δυσκαμψία εμφανίζεται στο πρόβλημα όταν υπάρχουν δύο ή περισσότερες πολύ διαφορετικές κλίμακες της ανεξάρτητης μεταβλητής, η οποία στην περίπτωσή μας είναι ο χρόνος  $\tau$ . Αν οι εξισώσεις γραφτούν σε όρους αδιάστατων ποσοτήτων, η δυσκαμψία μπορεί εύκολα να προβλεφτεί συγκρίνοντας τις σταθερές διαφόρων όρων. Στην περίπτωση όπου δύο ή περισσότερες σταθερές διαφέρουν κατά τάξεις μεγέθους, το πρόβλημα χαρακτηρίζεται σίγουρα ως ‘δύσκαμπτο’. Για παράδειγμα, χρησιμοποιώντας τις ίδιες παραμέτρους όπως στο Σχ. 2.3 και  $Q_{po} = 10^{-11}$  οι εξ. 2.30)- (2.32) γράφονται ρητά ως:

$$\dot{n}_p = 10^{-11} - 10^{-3}n_p - 2 \times 10^{-4}n_p - 10^{-4}n_p n_s \quad (2.40)$$

$$\dot{n}_h = -n_h + 10.28n_p + 5.14n_p n_s - 0.14n_s n_h \quad (2.41)$$

$$\dot{n}_s = -n_s + 2.4 \times 10^8 n_s n_h, \quad (2.42)$$

όπου οι σταθερές  $10^{-3}$  και  $2.4 \times 10^8$  στην πρώτη και τρίτη εξίσωση αντίστοιχα, σχετίζονται με τις δύο τυπικές κλίμακες του προβλήματος, οι οποίες διαφέρουν 11 τάξεις μεγέθους! Σε τέτοιου είδους προβλήματα, το μέγεθος του βήματος για την αριθμητική ολοκλήρωση καθορίζεται από την πιο μικρότερη κλίμακα προκειμένου να διατηρηθεί η σταθερότητα, αν και οι απαιτήσεις για ακρίβεια μπορούν να επιτρέψουν ένα μεγαλύτερο βήμα ολοκλήρωσης. Για τις απαιτήσεις της παρούσας εργασίας, έχουμε χρησιμοποιήσει την υπορουτίνα **stiff** που παρουσιάζεται στο βιβλίο (100).

### 2.3.2.2 Μια διακλάδωση που ανακαλύφθηκε αριθμητικά

Ενώ προσπαθούσαμε να επιβεβαιώσουμε τα αναλυτικά αποτελέσματα της προηγούμενης ενότητας (δείτε σημεία 1-3), λύνοντας αριθμητικά το σύστημα των ΣΔΕ για διάφορες τιμές του  $Q_{po}$ , ανακαλύψαμε μια διακλάδωση (bifurcation) του δυναμικού συστήματος, η οποία παρουσιάζεται στο κείμενο που ακολουθεί. Καθώς ο ρυθμός εισροής πρωτονίων αυξάνεται, το πραγματικό μέρος των μιγαδικών ιδιοτιμών αλλάζει πρόσημο και από θετικό γίνεται αρνητικό. Σε αυτήν την μετάβαση ένας δεύτερος ασταθής οριακός κύκλος<sup>1</sup> γύρω από το σταθερό σημείο  $P_2$  εμφανίζεται μέσα

---

<sup>1</sup> Σημειώνουμε ότι η ύπαρξη του ασταθούς οριακού κύκλου ανακαλύφθηκε αριθμητικά κατά την ολοκλήρωση του συστήματος  $S2$  και όχι αναλυτικά.

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση

**Πίνακας 2.2:** Το σταθερό σημείο  $P_2$  και οι αντίστοιχες μιγαδικές ιδιοτιμές του γραμμικοποιημένου πίνακα του συστήματος, μαζί με τις αρχικές συνθήκες που έχουν χρησιμοποιηθεί για τα παραδείγματα στο Σχ. 2.7.

$\log Q_{po}$	$P_2$	$\lambda_{2,3}$	$\log n_h(0)$	$\log n_s(0)$	$\log n_p(0)$	Είδος γραμμής
-11.5	(-8.38,2.43,-9.95)	$-0.004 \pm i0.16$	-8.6	2.43	-9.9	συνεχής
			-8.57	2.43	-9.85	διακεκομμένη
-10.9	(-8.38,2.95,-9.95)	$-0.04 \pm i0.29$	-8.7	2.95	-9.9	συνεχής
			-9.0	2.95	-9.5	διακεκομμένη

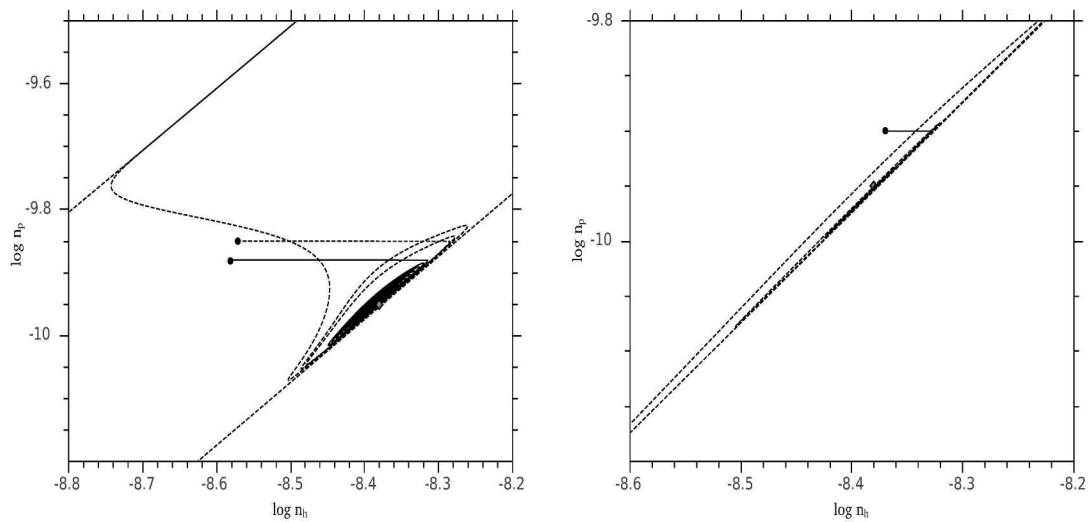
στον σταθερό οριακό κύκλο (δείτε το σημείο (1) παραπάνω). Μια ολοκλήρωση των εξισώσεων του  $S2$  με αρχικές συνθήκες που βρίσκονται έξω από τον σταθερό οριακό κύκλο θα έδειχνε ότι το σύστημα πέφτει σε αυτόν τον κύκλο αντί να οδηγείται «σπειροειδώς» προς το σταθερό σημείο, όπως θα περίμενε κανείς σύμφωνα με το σημείο (2). Καθώς η μεταβαλλόμενη παράμετρος  $Q_{po}$  αυξάνεται περαιτέρω, το  $|\text{Re}(\lambda_{2,3})|$  αυξάνεται επίσης και ο ασταθής οριακός κύκλος προσεγγίζει τον σταθερό. Σε κάποια τιμή η οποία για το συγκεκριμένο παράδειγμα του Σχ. 2.4 είναι  $\log Q_{po} = -10.9$ , οι δύο οριακοί κύκλοι ενώνονται και το σύστημα εμφανίζει διακλάδωση<sup>1</sup> εφόσον ο χώρος των φάσεων αλλάζει ποιοτικά. Από αυτήν την στιγμή και έπειτα το σύστημα μπορεί να καταλήξει στο σταθερό σημείο  $P_2$ , όπως περιγράφηκε στο σημείο (2) πιο πάνω. Η διαφορετική γεωμετρία του χώρου των φάσεων φαίνεται μέσα από το παράδειγμα του Σχ. 2.7, όπου απεικονίζονται λύσεις του συστήματος  $S2$  για  $\log Q_{po} = -11.5$  (αριστερό πλαίσιο) και  $\log Q_{po} = -10.9$  (δεξιό πλαίσιο). Όλες οι άλλες παράμετροι που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι ίδιες με το Σχ. 2.3. Οι ιδιοτιμές  $\lambda_{2,3}$ , οι αρχικές συνθήκες και το σταθερό σημείο  $P_2$  για κάθε παράδειγμα παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.2. Και στα δύο πλαίσια οι τροχιές που απεικονίζονται με συνεχείς και διακεκομμένες γραμμές έχουν βρεθεί για διαφορετικές αρχικές συνθήκες (γεμάτοι κύκλοι), ενώ το κόκκινο διαμάντι υποδεικνύει το σταθερό σημείο  $P_2$ .

Το αριστερό πλαίσιο του Σχ. 2.7 δείχνει πως αν το σύστημα ξεκινήσει με ελαφρώς διαφορετικές αρχικές συνθήκες μέσα στον ‘σταθερό’ οριακό κύκλο, τότε είτε

<sup>1</sup> Η ύπαρξη της διακλάδωσης δεν είναι χαρακτηριστική ιδιότητα του συστήματος για όλες τις τιμές των παραμέτρων. Για παράδειγμα, για  $n_{ex} = 10$  δεν βρέθηκε καμία διακλάδωση τέτοιου τύπου.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.7:** Ο δισδιάστατος χώρος των φάσεων για  $\log Q_{po} = -11.5$  (αριστερό πλαίσιο) και  $\log Q_{po} = -10.9$  (δεξιό πλαίσιο). Οι διαφορετικού είδους γραμμές απεικονίζουν τις τροχιές που υπολογίστηκαν για δυο διαφορετικές αρχικές συνθήκες σε κάθε περίπτωση. Οι γεμάτοι κύκλοι και το κόκκινο διαμάντι υποδηλώνουν τις αρχικές συνθήκες και το σταθερό σημείο  $P_2$  αντίστοιχα. Στο δεξιό πλαίσιο, η δεύτερη αρχική συνθήκη δεν φαίνεται λόγω της επιλεγμένης κλίμακας. Όλες οι άλλες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι ίδιες με το Σχ. 2.3.

θα καταλήξει σε αυτόν τον οριακό κύκλο (διακεκομμένη γραμμή) είτε θα φτάσει το σταθερό σημείο (συνεχής γραμμή). Αυτό το λεπτό στρώμα μετάβασης που χωρίζει τον χώρο των φάσεων αντιστοιχεί στον δεύτερο ασταθή οριακό κύκλο που αναφέρθηκε παραπάνω. Από την άλλη, για μια κρίσιμη τιμή του  $Q_{po}$ , αυτή η περιοχή μετάβασης εξαφανίζεται: το σύστημα θα καταλήξει στην κατάσταση ισορροπίας  $P_2$  ανεξάρτητα από τις συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες (δεξιό πλαίσιο) – δείτε τις τιμές στον Πίνακα 2.2. Οι τροχιές στον χώρο των φάσεων είναι, σε αυτήν την περίπτωση, πιο συμπιεσμένες.

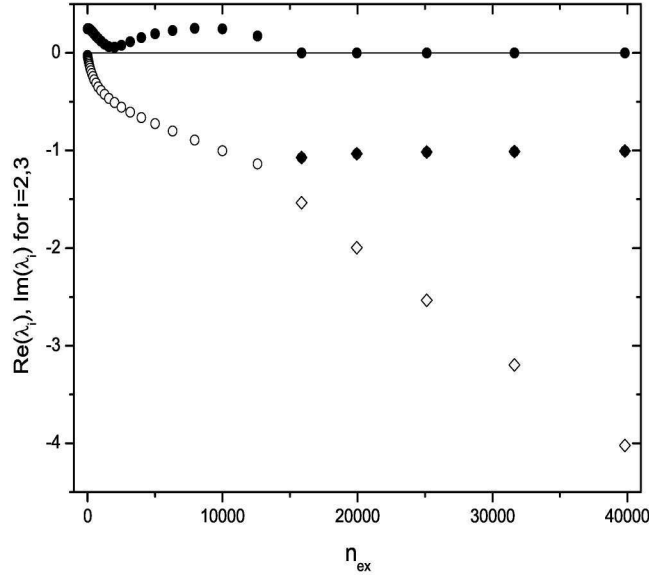
Συνοψίζοντας τα παραπάνω, η συνθήκη  $Re(\lambda_{2,3}) < 0$  που συμβαίνει για  $\log Q_{po} = -11.5$  στο παράδειγμά μας, δεν εξασφαλίζει απαραίτητως την φθίνουσα ταλαντωτική συμπεριφορά του συστήματος. Είναι πέρα από τον σκοπό της παρούσας εργασίας να προχωρήσουμε σε μια λεπτομερή μελέτη την διακλάδωσης που αναφέρθηκε νωρίτερα, αφού για τις αρχικές συνθήκες που έχουν φυσική σημασία στην ανάλυσή μας, η ύπαρξη της διακλάδωσης δεν επηρεάζει καθόλου τις ποιοτικές ιδιότητες της μετάβασης από την φάση του οριακού κύκλου σε αυτήν την φθίνουσα ταλάντωση.

### 2.3.2.3 Εξάρτηση από την αριθμητική πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων

Σε αυτήν την ενότητα παρουσιάζουμε ένα παράδειγμα της επίδρασης της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας  $n_{ex}$  στις δυναμικές ιδιότητες του συστήματος. Αύξηση της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας οδηγεί στην ίδια μετάβαση της δυναμικής συμπεριφορά του συστήματος, όπως αυτή που περιγράψαμε στην προηγούμενη ενότητα. Το σχήμα 2.8 δείχνει τις υπολογισμένες ιδιοτιμές για ένα μεγάλο φάσμα τιμών της  $n_{ex}$ , το οποίο εκτείνεται σε πολύ υψηλές τιμές. Τα ποιοτικά χαρακτηριστικά σε αυτό το διάγραμμα είναι τα ίδια με αυτά του Σχ. 2.4. Θα πρέπει κανείς να έχει υπόψη του ωστόσο, ότι τα συμπεράσματα που βγαίνουν από το Σχ. 2.8, σε σχέση με την δυναμική του συστήματος δεν είναι έγκυρα για όλο το φάσμα τιμών της  $n_{ex}$ . Ο λόγος είναι ο εξής: Καθώς η πυκνότητα αυξάνεται, η συμπαγότητα των εξωτερικών φωτονίων  $\ell_{ex}$  αυξάνεται επίσης. Σε κάποια τιμή, η οποία για το συγκεκριμένο παράδειγμα είναι μόλις  $n_{ex} = 35$ , γίνεται μεγαλύτερη από την συμπαγότητα του μαγνητικού πεδίου  $l_B = 1.6 \times 10^{-4}$ . Αυτό σημαίνει πως τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που παράγονται μέσω της διάσπασης των πιονίων, ψύχονται κατά προτίμηση μέσω αντιστρόφου σχεδασμού Compton πάνω στο εξωτερικό πεδίο φωτονίων, παρά μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Έτσι, το σύστημα των εξισώσεων S2 που χρησιμοποι-

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

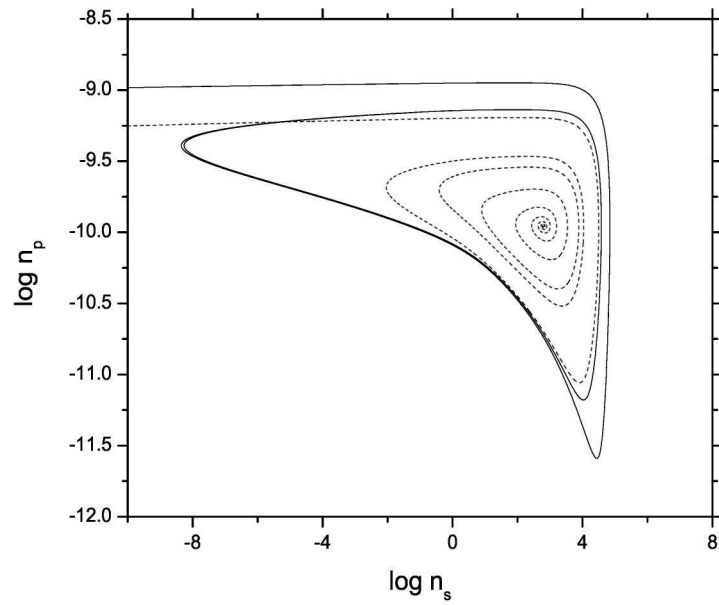
---



**Σχήμα 2.8:** Διάγραμμα των δύο ιδιοτιμών  $\lambda_{2,3}$  ως συνάρτηση την εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας  $n_{ex}$  για ρυθμό εισερχόμενων πρωτονίων  $\log Q_{po} = -11.15$ . Ενώ οι ιδιοτιμές είναι συζυγείς μιγαδικοί αριθμοί, τα πραγματικά και φανταστικά τους μέρη απεικονίζονται με ανοιχτούς και γεμάτους κύκλους αντίστοιχα. Σε μια συγκεκριμένη τιμή της  $n_{ex}$  και οι δύο ιδιοτιμές γίνονται πραγματικές και αρνητικές (ανοιχτά και γεμάτα διαμάντια). Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στην μηδενική τιμή. Όλες οι άλλες παράμετροι είναι ίδιες με το Σχ. 2.3.

ήσαμε για να κάνουμε την μαθηματική μας ανάλυση παύει να είναι έγκυρο. Ωστόσο, στόχος του Σχ. 2.8 είναι απλώς να δείξει τις μαθηματικές ομοιότητες αυτής της περίπτωσης με την προηγούμενη.

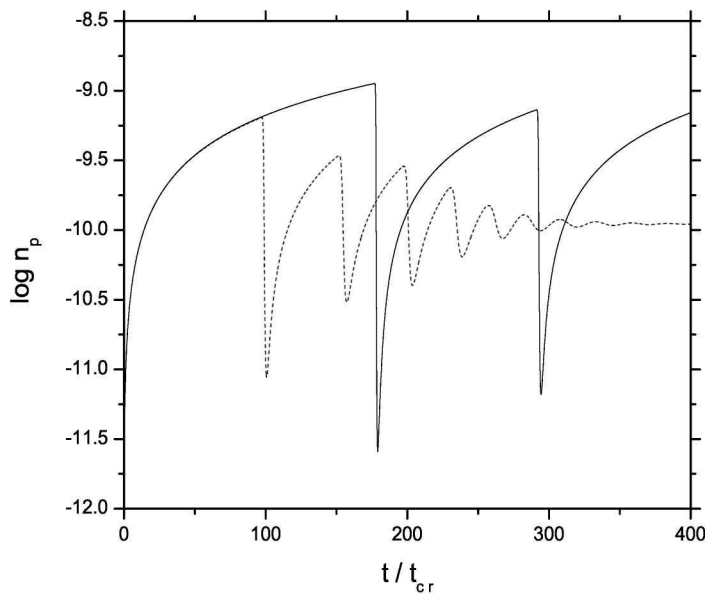
Το Σχήμα 2.9 απεικονίζει ένα δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων για δύο διαφορετικές τιμές της εξωτερικής πυκνότητας. Όλες οι άλλες παράμετροι παραμένουν σταθερές. Η αντίστοιχη χρονική εξέλιξη της κατανομής πρωτονίων φαίνεται στο Σχ. 2.10. Τα εξωτερικά φωτόνια δρουν ως παράγοντας σταθεροποίησης για το σύστημα, αφού οι αρκετά υψηλές τιμές της πυκνότητας τους οδηγούν το σύστημα σε σταθερή κατάσταση.



**Σχήμα 2.9:** Δισδιάστατο επίπεδο του χώρου των φάσεων για δύο τιμές της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας  $n_{\text{ex}} = 2$  (συνεχής γραμμή) και  $n_{\text{ex}} = 4$  (διακεκομμένη γραμμή). Ο ρυθμός εισροής πρωτονίων είναι  $\log Q_{\text{po}} = -11.15$  και στις δύο περιπτώσεις. Οι αρχικές συνθήκες για κάθε αριθμητική δοκιμή είναι  $n_{\text{h}}(0) = n_{\text{p}}(0) = 0$  και  $n_{\text{s}}(0) = \epsilon \rightarrow 0$ . Όλες οι άλλες παράμετροι είναι ίδιες όπως στο Σχ. 2.3.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΙΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.10:** Χρονική εξέλιξη της αριθμητικής πυκνότητας πρωτονίων για ρυθμό εισροής  $\log Q_{\text{po}} = -11.15$  και δύο τιμές της εξωτερικής αριθμητικής πυκνότητας, δηλαδή  $n_{\text{ex}} = 2$  (συνεχής γραμμή) και  $n_{\text{ex}} = 4$  (διακεκομμένη γραμμή). Οι αρχικές συνθήκες για κάθε αριθμητική δοκιμή είναι  $n_{\text{h}}(0) = n_{\text{p}}(0) = 0$  και  $n_{\text{s}}(0) = \epsilon \rightarrow 0$ . Όλες οι άλλες παράμετροι είναι ίδιες όπως στο Σχ. 2.3.

### 2.3.3 Σύγκριση με το μοντέλο των Stern & Svensson (1991)

Σε αυτό το σημείο, πριν προστεθούν περισσότεροι όροι στο σύστημα εξισώσεων που έχει μελετηθεί μέχρι στιγμής, αξίζει να συγκρίνουμε την προσέγγισή μας με το μοντέλο που παρουσιάστηκε από τους Stern & Svensson (1991) – από εδώ και στο εξής *SS91*. Αυτή ήταν η πρώτη προσπάθεια μοντελοποίησης, ακόμα και φαινομενολογικά, της επίδρασης του παραγόμενου HM καταιγισμού στην ψύξη πρωτονίων. Παρακάτω σημειώνουμε κάποιες σημαντικές ομοιότητες και διαφορές μεταξύ του δικού τους μοντέλου και της δικής μας παρούσας αντιμετώπισης.

- *Ομοιότητες*

1. Οι *SS91* μελετούν ένα σύστημα συζευγμένων μη γραμμικών ΣΔΕ που περιγράφει την εξέλιξη των πρωτονίων και φωτονίων στο σύστημα – δείτε εξ. (5)-(7) στο (119).
2. Η ψύξη των πρωτονίων λόγω φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων με χαμηλοενεργειακά φωτόνια (ή φωτόνια ακτίνων X σύμφωνα με τους *SS91*) δρα ως πηγή φωτονίων ακτίνων γ.
3. Οι *SS91* δεν έχουν συμπεριλάβει όρο διαφυγής πρωτονίων στις ΣΔΕ, κάτι το οποίο είναι παρόμοιο με την υπόθεσή ενός πολύ αργού χαρακτηριστικού χρόνου διαφυγής από το σύστημα. Σημειώνουμε ότι έχουμε επίσης εστιάσει σε περιπτώσεις όπου  $t_{p,esc} = 10^3 t_{cr}$ .
4. Σύμφωνα με τους *SS91*, η συμπαγότητα φωτονίων πρέπει να ξεπερνά μια κρίσιμη τιμή ώστε να συμβεί μια επαρκή ανακατανομή ενέργειας· μόνο σε αυτήν την περίπτωση το σύστημα γίνεται ασταθές και εμφανίζει οριακούς κύκλους.
5. Η συμπαγότητα των (χαμηλοενεργειακών) φωτονίων ακτίνων X εξαρτάται μη γραμμικά από αυτήν των ακτίνων γ – δείτε εξ. (6) στο (119). Λαμβάνουμε επίσης υπόψη αυτήν την μη γραμμική σχέση μεταξύ των κατανομών των φωτονίων, γράφοντας δύο συζευγμένες ΣΔΕ – δείτε εξ. (2.31) ανδ (2.32).



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

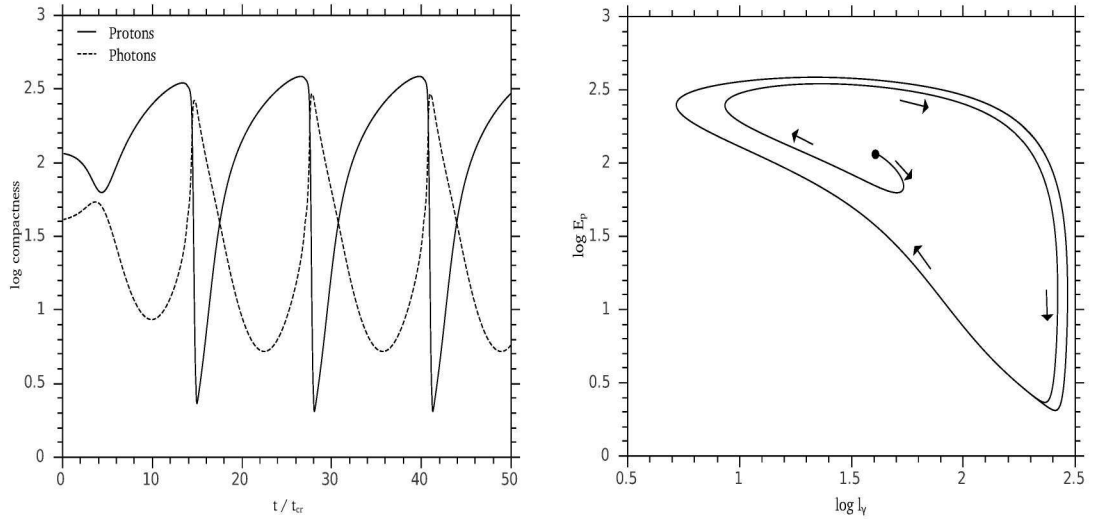
6. Οι *SS91* βρήκαν πως το σύστημα τείνει να σταθεροποιείται για υψηλές τιμές του παράγοντα Lorentz των πρωτονίων. Για ένα συγκεκριμένο μαγνητικό πεδίο, βρίσκουμε επίσης ότι καθώς ο παράγοντας Lorentz αυξάνεται, ο μη γραμμικός βρόγχος των διαδικασιών δεν μπορεί να διατηρηθεί (δείτε το Σχ. 2.2).

### • Διαφορές

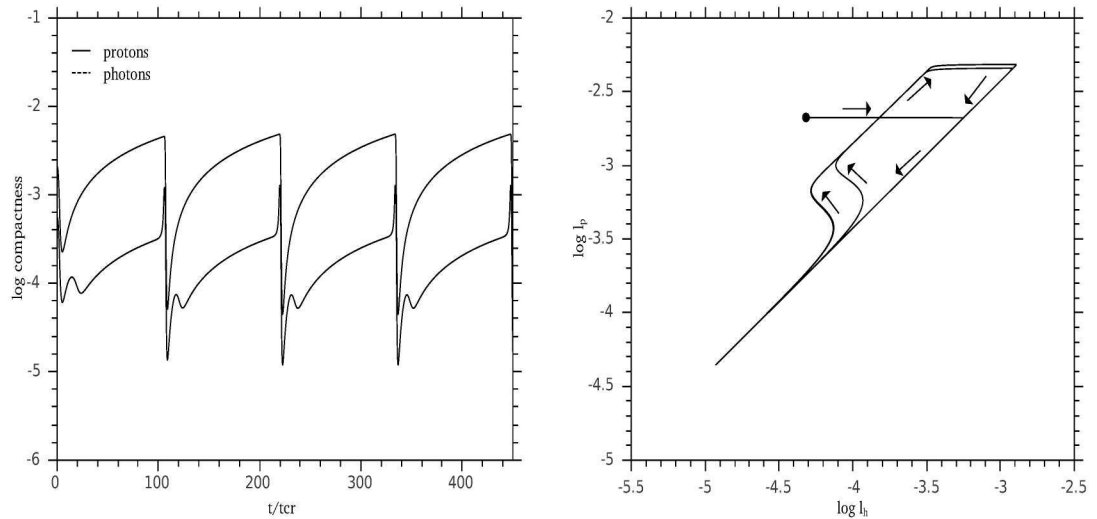
1. Στο (119), οι συγγραφείς υποθέτουν ότι τα πρωτόνια ψύχονται λόγω της διαδικασίας Bethe-Heitler . Στην παρούσα εργασία, ωστόσο, μελετάμε την περίπτωση όπου τα πρωτόνια ψύχονται μέσω φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων.
2. Στο toy model , η εξέλιξη των χαμηλοενεργειακών φωτονίων λήφθηκε εμμέσως υπόψη, δηλαδή η συμπαγότητα των φωτονίων αυτών μοντελοποιήθηκε ως μια μη γραμμική συνάρτηση της συμπαγότητας των ακτίνων  $\gamma$ . Η μοντελοποίηση βασίστηκε πάνω σε αποτελέσματα προηγούμενων εργασιών, π.χ. (122). Από την άλλη, εμείς έχουμε θεωρήσει μια επιπλέον εξίσωση για την κατανομή των χαμηλοενεργειακών φωτονίων η οποία είναι επίσης συζευγμένη με αυτή των ακτίνων  $\gamma$ .
3. Η κρίσιμη συμπαγότητα φωτονίων αποτελεί αρχική συνθήκη στο toy model . Από την άλλη, εμείς μπορούμε να προσδιορίσουμε την κρίσιμη συμπαγότητα από πρώτες αρχές (δείτε το παράρτημα Γ στο τέλος αυτού του κεφαλαίου).

Παρόλο που δεν μπορούμε να συγκρίνουμε ποιοτικά τα αποτελέσματά μας με αυτά των *SS91*, μπορούμε να επιχειρήσουμε μια ποιοτική σύγκριση. Για τον σκοπό αυτό, ολοκληρώνουμε αριθμητικά τις εξ. (5)-(7) των *SS91* χρησιμοποιώντας τις ίδιες παραμέτρους με αυτές που δηλώθηκαν στο Σχ. 4 εντός του (119). Έπειτα, ολοκληρώνουμε το δικό μας σύστημα εξισώσεων (*S2*) χρησιμοποιώντας τις κατάλληλες τιμές παραμέτρων, που οδηγούν το σύστημα σε ταλαντωτική συμπεριφορά όπως παρουσιάστηκε στο §3.2.2. Συγκεκριμένα, έχουμε χρησιμοποιήσει τις τιμές που αναφέραμε στο Σχ. 2.3 και επιπλέον ότι  $\log Q_{p0} = -11.15$ . Και στα δύο παραδείγματα, το σύστημα άρχισε να εξελίσσεται από μια κατάσταση κοντά σε αυτή της

## 2.3 Αναλυτική προσέγγιση



**Σχήμα 2.11:** Η χρονική εξέλιξη (αριστερό πλαίσιο) και ο χώρος των φάσεων (δεξιό πλαίσιο) των πρωτονίων και των φωτονίων που αποκτήθηκε από το μοντέλο των Stern & Svensson (1991). Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι ίδιες με αυτές στο Σχ.4 των (119). Τα βέλη στο δεξιό πλαίσιο δείχνουν την χρονική εξέλιξη.



**Σχήμα 2.12:** Χρονική εξέλιξη (αριστερό πλαίσιο) και χώρος φάσεων (δεξιό πλαίσιο) των πρωτονίων και των φωτονίων που αποκτήθηκε επιλύοντας το δικό μας σύστημα εξισώσεων S2. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι ίδιες με αυτές στο Σχ. 2.3 καθώς επίσης  $\log Q_{\text{po}} = -11.15$ . Τα βέλη στο δεξιό πλαίσιο δείχνουν την χρονική εξέλιξη.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---

ισορροπίας. Τα αποτελέσματα που αποκτήθηκαν λύνοντας το μοντέλο των  $SS91$  και το δικό μας σύστημα εξισώσεων  $S2$  απεικονίζονται στα Σχ. 2.11 και 2.12 για  $t \sim 14 t_{cr}$  ανδ  $100 t_{cr}$ . Και στα δύο σχήματα, η χρονική εξέλιξη των πρωτονίων–φωτονίων και των αντίστοιχων χώρων φάσεων φαίνονται στο αριστερό και δεξιό πλαίσιο αντίστοιχα.

Στο Σχ. 2.11 απεικονίζονται οι αδιάστατες πυκνότητες για τα πρωτόνια και τα φωτόνια, όπως έχουν καθοριστεί από τους  $SS91$ , ενώ στο Σχ. 2.12 παρουσιάζονται οι συμπαγοτήτων όπως αυτές δίνονται από τις εξ. (2.19). Και στις δύο προσεγγίσεις βρίσκουμε πως το σύστημα πρωτονίων/φωτονίων δρα ως σύστημα θηράματος–θηρευτή, όπου τα πρωτόνια είναι το θήραμα και τα φωτόνια ο θηρευτής. Όταν συσσωρευτεί μια σημαντική πυκνότητα φωτονίων στο σύστημα, το οπτικό βάθος για την αλληλεπίδραση των πρωτονίων με χαμηλής ενέργειας φωτόνια γίνεται μεγάλο. Έτσι, τα πρωτόνια ψύχονται ταχέως και η ενέργεια τους, ή αντίστοιχα η αριθμητική τους πυκνότητα, αν θεωρήσουμε μονοενεργειακά πρωτόνια, μειώνεται δραστικά, ενώ ταυτόχρονα μειώνεται ο ρυθμός παραγωγής ακτίνων  $\gamma$  – δείτε αριστερό πλαίσιο των Σχ. 2.11 και 2.12 σε  $t \sim 14 t_{cr}$ – $100 t_{cr}$ . Καθώς τα φωτόνια διαφεύγουν από το σύστημα, η αριθμητική πυκνότητα πρωτονίων αρχίζει και πάλι να αυξάνεται.

Καταλήγοντας, παρόλο που τα δύο μοντέλα διαφέρουν από ποσοτικής άποψης, π.χ. στην περίοδο των εμφανιζόμενων οριακών κύκλων, στο σχήμα των τροχιών στον χώρο των φάσεων και άλλα, η ποιοτική εικόνα παραμένει ίδια.

### 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες

#### 2.4.1 Απορρόφηση ακτίνων $\gamma$ σε φωτόνια εξωτερικά της πηγής

Στην προηγούμενη ενότητα, για να μπορέσουμε να αποφύγουμε την εμφάνιση περισσότερων όρων στις εξισώσεις και για να μπορέσουμε να τις αντιμετωπίσουμε αναλυτικά, περιορίσαμε την ανάλυσή μας σε τιμές του μαγνητικού πεδίου που πάρθηκαν από τον παραμετρικό χώρο του Σχ. 2.2 και σε εξωτερικά φωτόνια τα οποία έχουν ενέργεια ίση με την ενέργεια κατωφλίου για φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις. Αν κανείς θελήσει να χρησιμοποιήσει τιμές του μαγνητικού πεδίου που σχετίζον-

## 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες

ται περισσότερο με αστροφυσικές πηγές, ή να θεωρήσει πιο ενεργητικά εξωτερικά φωτόνια, η απορρόφηση των υψηλής ενέργειας φωτονίων από τα εξωτερικά φωτόνια πρέπει να ληφθεί υπόψη.

Έτσι, δύο επιπλέον όροι εμφανίζονται στις εξισώσεις των υψηλής και χαμηλής ενέργειας φωτονίων και το αντίστοιχο σύστημα τώρα είναι (σύστημα  $S3$ ):

$$\dot{n}_p = Q_{po} - \frac{n_p}{\tau_p} - \sigma_{p\gamma}^0 n_p n_{ex} - \sigma_{p\gamma}^0 n_p n_s \quad (2.43)$$

$$\dot{n}_h = -n_h + A n_p n_{ex} + A n_p n_s - C_h n_s n_h - C'_h n_{ex} n_h \quad (2.44)$$

$$\dot{n}_s = -n_s + C_s n_s n_h + C'_s n_{ex} n_h, \quad (2.45)$$

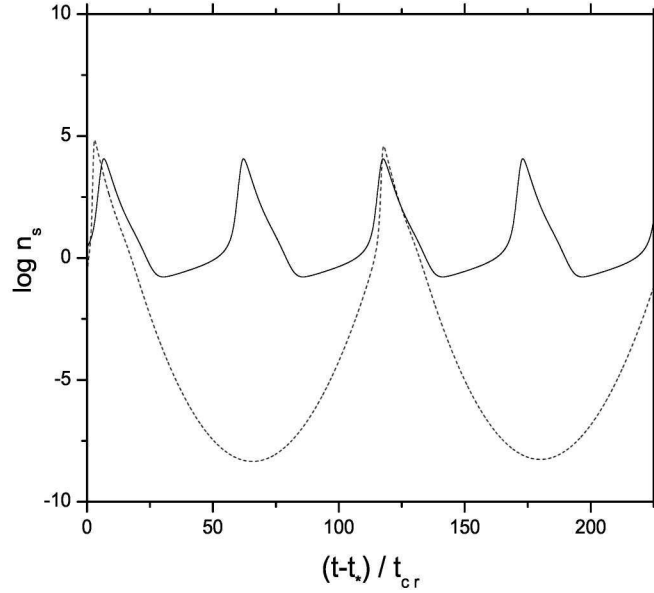
όπου  $C'_h = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(ex)}}{\epsilon_0 \epsilon_h}$  και  $C'_s = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^{(ex)}}{\epsilon_0 \epsilon_s}$ . Αυτοί οι όροι προσδιορίζονται από τα κριτήρια διατήρησης της ενέργειας όπως στην §3. Ο εκθέτης “ex” χρησιμοποιείται για να θυμίσουμε ότι η ενεργός διατομή φωτονίου-φωτονίου έχει διαφορετική τιμή ανάλογα με το αν οι στόχοι που απορροφούν είναι τα χαμηλοενεργειακά ή τα εξωτερικά φωτόνια.

Οι επιπλέον όροι σύζευξης καθιστούν μια αναλυτική μελέτη όπως αυτή που παρουσιάστηκε στην §3 περίπλοκη. Έτσι, όλα τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται σε αυτήν την ενότητα προέρχονται από αριθμητική επίλυση του δύσκαμπτου συστήματος εξισώσεων  $S3$ .

Οι λύσεις μας υποδεικνύουν πως αυτοί οι επιπλέον όροι δεν αλλάζουν, τουλάχιστο ποιοτικά, την εγκυρότητα των αποτελεσμάτων της προηγούμενης ενότητας. Η αύξηση είτε του  $Q_{po}$  είτε της  $n_{ex}$  πάνω από μια συγκεκριμένη τιμή, αναγκάζει το σύστημα να φτάσει σε μια σταθερή κατάσταση αντί να πραγματοποιεί ταλαντώσεις. Ως ένα πρώτο βήμα, συγκρίνουμε τις ακόλουθες δύο περιπτώσεις: με και χωρίς τους επιπλέον όρους απορρόφησης. Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε χρησιμοποιήσει  $B = 0.7 G$ ,  $\gamma_p = 2 \times 10^7$ ,  $\log Q_{po} = -11.15$  και  $n_{ex} = 2$ . Αυτό που διαφέρει στις δύο περιπτώσεις είναι οι ενέργειες των εξωτερικών φωτονίων, που θεωρούμε ότι είναι (i)  $\epsilon_0 = 100 \gamma_p^{-1} \frac{m_\pi}{m_e}$  και (ii)  $\epsilon_0 = \gamma_p^{-1} \frac{m_\pi}{m_e}$  αντίστοιχα. Παρόλο που το σύστημα είναι ταλαντωτικό και στις δύο περιπτώσεις, υπάρχει μια σημαντική διαφορά που φαίνεται καλύτερα στο διάγραμμα της χρονικής εξέλιξης της κατανομής των χαμηλοενεργειακών φωτονίων (δείτε Σχ. 2.13). Σε πρώιμους χρόνους, η αριθμητική πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων εξελίσσεται με τον ίδιο τρόπο και στις

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

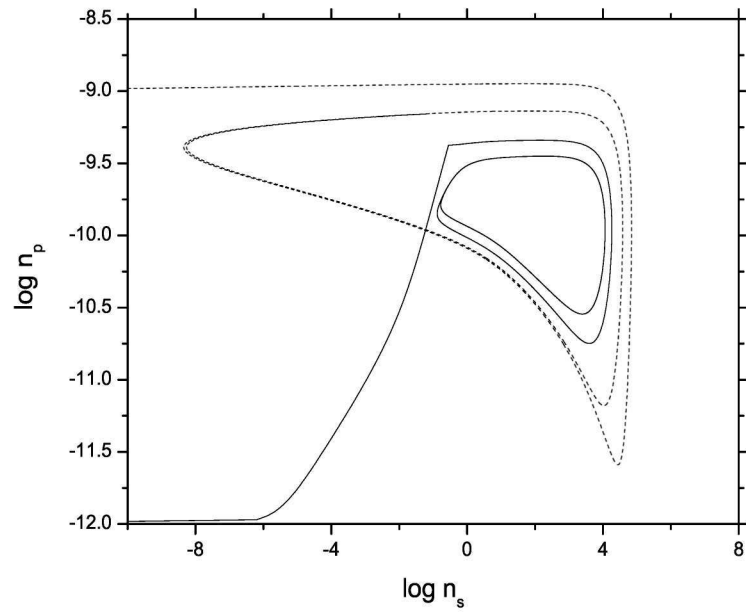


**Σχήμα 2.13:** Χρονική εξέλιξη της κατανομής  $n_s$  των μαλακών φωτονίων στην περίπτωση όπου τα υψηλής ενέργειας φωτόνια απορροφώνται τόσο από τα εξωτερικά όσο και από τα χαμηλής ενέργειας φωτόνια στην πηγή (συνεχής γραμμή) και στην περίπτωση όπου απορροφώνται μόνο από τα τελευταία (διακεκομμένη γραμμή). Ο χρόνος μετράται σε σχέση με το  $t_*$ , που αντιστοιχεί στο τέλος της μεταβατικής φάσης που περνάει το σύστημα πριν καταλήξει στην περιοδική. Για λόγους σαφήνειας, δεν απεικονίζεται η μεταβατική φάση. Για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν, δείτε το κείμενο.

δύο περιπτώσεις. Ωστόσο στην πρώτη περίπτωση η πυκνότητα των φωτονίων στην πηγή δεν εμφανίζει ένα βαθύ ελάχιστο όπως στην δεύτερη περίπτωση. Αυτό μπορεί να οφείλεται στην ύπαρξη του επιπλέον γραμμικού όρου εισαγωγής χαμηλοενεργειακών φωτονίων, δηλαδή του όρου  $+C'_s n_{\text{ex}} n_h$ . Αφού ο τελευταίος εξαρτάται μόνο από μια χρονικά μεταβαλλόμενη παράμετρο ( $n_h$ ), εισάγει φωτόνια στο σύστημα σε μη αμελητέο ρυθμό, σε αντίθεση με τον μη γραμμικό όρο  $+C_s n_s n_h$  που έχει εξάρτηση δεύτερου βαθμού από τις χρονικά μεταβαλλόμενες πυκνότητες.

Αυτό επίσης αντικατοπτρίζεται στο σχήμα των οριακών κύκλων στο επίπεδο  $n_p - n_s$  του χώρου των φάσεων, οι οποίοι τώρα εμφανίζονται πιο 'στενοί' από ότι πριν. Αυτό απεικονίζεται στο Σχ. 2.14.

## 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες



**Σχήμα 2.14:** Το διδιάστατο επίπεδο  $\log n_p - \log n_s$  του χώρου των φάσεων στην περίπτωση όπου υψηλής ενέργειας φωτόνια απορροφώνται τόσο από τα εξωτερικά όσο και από τα μαλακά φωτόνια της πηγής (συνεχής γραμμή) και στην περίπτωση όπου απορροφώνται μόνο από τα τελευταία (διακεκομμένη γραμμή). Χρησιμοποιήθηκαν ίδιες παράμετροι με το Σχ. 2.13.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

Όπως ήδη συζητήθηκε στην ενότητα 2.2, η αρχική ύπαρξη εξωτερικής κατανομής φωτονίων καθιστά τον ρόλο της αστάθειας λιγότερο σαφή. Ωστόσο, ο τρόπος με τον οποίο έχουν γραφτεί οι εξισώσεις του συστήματος  $S3$ , μας επιτρέπει να μελετήσουμε ξεχωριστά την γραμμική και μη γραμμική απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων διαγράφοντας τεχνητά τους μη γραμμικούς όρους της απορρόφησης στις εξισώσεις των φωτονίων, δηλαδή τους  $-C_h n_s n_h$  και  $+C_s n_s n_h$  αντίστοιχα. Για τον σκοπό αυτόν μελετάμε δυο περιπτώσεις, που διαφέρουν μόνο στον ρυθμό εισροής των πρωτονίων. Το σχήμα 2.15 δείχνει την συμπαγότητα των σκληρών φωτονίων σαν συνάρτηση του χρόνου για τις δύο περιπτώσεις, με το πλαίσιο (a) να αντιστοιχεί στην περίπτωση με τον μεγαλύτερο ρυθμό εισερχόμενων πρωτονίων. Η οριζόντια γραμμή με τελείες αντιστοιχεί στην κρίσιμη συμπαγότητα  $\ell_h^{cr}$ , η συνεχής γραμμή δείχνει την  $\ell_h$  όταν λειτουργούν και τα δύο κανάλια απορρόφησης, ενώ η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την  $\ell_h$  όταν αγνοήσουμε τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια που έχουν σχηματιστεί λόγω της μη γραμμικής απορρόφησης (αστάθειας). Η σύγκριση των δύο περιπτώσεων οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η αυτόματη απορρόφηση των υψηλοενεργειακών φωτονίων γίνεται κυρίαρχη στην δυναμική του συστήματος από την στιγμή που  $\ell_h \gtrsim \ell_h^{cr}$ . Έτσι, ακόμα και αν η αυτόματη απορρόφηση (λόγω της αστάθειας) δεν μπορεί να διαχωριστεί από την γραμμική απορρόφηση όταν συνυπάρχουν, η  $\ell_h^{cr}$  παραμένει μια εγγενής ιδιότητα του συστήματος.

Ένα άλλο συμπέρασμα που βγαίνει από το Σχ. 2.15 είναι πως ακόμα και κατά την απουσία αυτόματης απορρόφησης το σύστημα μπορεί να παρουσιάσει φθίνουσες ταλαντώσεις. Αυτά τα παραδείγματα δείχνουν ξεκάθαρα ότι η συμπεριφορά οριακών κύκλων με μεγάλες περιόδους που παρουσιάζεται όταν η αυτόματη απορρόφηση λειτουργεί παράλληλα με την γραμμική, αντικαθιστάται από μια εκθετική αύξηση που φτάνει στον κορεσμό, στην περίπτωση όπου η απορρόφηση παραληφθεί τεχνητά. Από την άλλη, η συμπεριφορά των οριακών κύκλων με μικρές περιόδους αντικαθίσταται από φθίνουσες ταλαντώσεις μικρού πλάτους. Με άλλα λόγια, ο συνδυασμός γραμμικής και μη γραμμικής απορρόφησης ακτίνων γ φαίνεται να εντείνει την χρονική μεταβλητότητα του συστήματος. Τέλος, η απορρόφηση των σκληρών φωτονίων είναι πιο αποδοτική στην περίπτωση που λειτουργούν τόσο το γραμμικό όσο και το μη γραμμικό κανάλι απορρόφησης παρά στην περίπτωση που οι ακτίνες γ απορροφώνται μόνο από τον εξωτερικό πληθυσμό φωτονίων. Αυτό συνάγεται από το γεγονός ότι στην πρώτη περίπτωση η μέση τιμή της  $\ell_h$  σε μια περίοδο καταστέλλεται κατά μια τάξη μεγέθους τουλάχιστον (δείτε συνεχείς και διακεκομμένες γραμμές στο πλαίσιο

## 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες

(a) του Σχ. 2.15).

Μπορούν να καθοριστούν δύο περιοχές λειτουργίας του συστήματος, με την κάθε μία από αυτές να έχει τις δικές της ιδιότητες, ανάλογα με την σχετική σημασία των δύο καναλιών απορρόφησης: (i) μια γραμμική και (ii) μια μη γραμμική. Όσο είμαστε στην γραμμική περιοχή, η  $\ell_h$  αυξάνεται στην αρχή εκθετικά και τελικά φτάνει σε κορεσμό. Η μετάβαση από την γραμμική στην μη γραμμική περιοχή λειτουργίας εξαρτάται από την εξωτερική αριθμητική πυκνότητα ή ισοδύναμα από το οπτικό βάθος  $\ell_h$  της απορρόφησης των υψηλοενεργειακών φωτονίων από τα εξωτερικά. Στην ανάλυσή μας το  $\tau_{ex}$  δίνεται απλώς από

$$\tau_{ex} = \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_h \epsilon_o) n_{ex}(\epsilon_o). \quad (2.46)$$

Για μικρά οπτικά βάθη, δηλαδή  $\tau_{ex} \ll 1$ , αυτή η μετάβαση είναι απότομη με την έννοια ότι το σύστημα αλλάζει την χρονική συμπεριφορά του εντελώς. Από την στιγμή που η αυτόματη απορρόφηση γίνει το κυρίαρχο κανάλι απορρόφησης, το σύστημα παρουσιάζει οριακούς κύκλους μεγάλων περιόδων και πλατών. Από την άλλη, για μεγάλα οπτικά βάθη, δηλαδή  $\tau_{ex} \gtrsim 1$ , η μετάβαση είναι ομαλή, αφού το σύστημα δεν δείχνει καμία συμπεριφορά οριακών κύκλων.

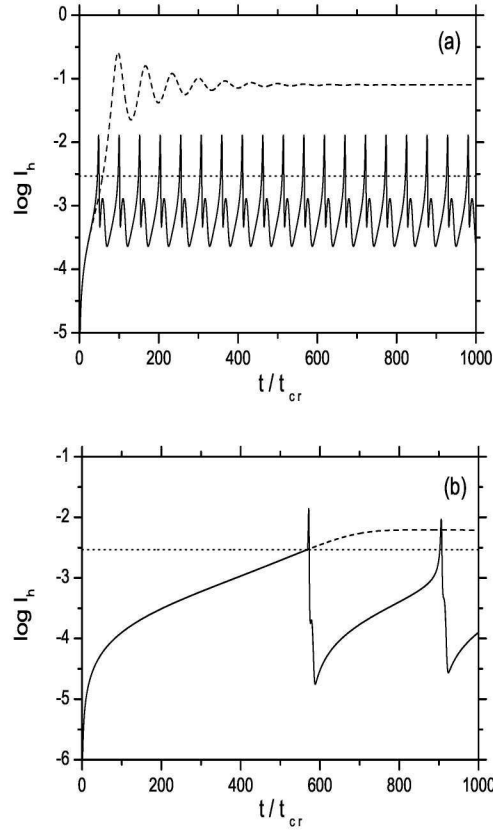
Η μη γραμμικότητα στην χρονική συμπεριφορά γίνεται εμφανής από τις φθίνουσες ταλαντώσεις, η οποίες φτάνουν σε μια σταθερή κατάσταση σε μερικούς χρόνους διέλευσης. Έτσι, η συμπεριφορά εκλάμψεων του συστήματος μπορεί να κατασταλεί σημαντικά οποτεδήποτε είναι μεγάλο το οπτικό βάθος για απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  στα εξωτερικά φωτόνια. Τα πλαίσια (a) και (b) του Σχ. 2.16 δείχνουν την  $\ell_h$  ως συνάρτηση του χρόνου για τις δύο περιπτώσεις, όπου  $\tau_{ex} = 1.3$  και  $0.13$  αντίστοιχα. Σε κάθε πλαίσιο γραμμές διαφορετικού είδους υποδεικνύουν διαφορετικούς ρυθμούς εισροής πρωτονίων. Οι καμπύλες φωτός που απεικονίζονται με διακεκομμένες/στιχτές γραμμές και στα δύο πλαίσια αποκτούνται ενόσω το σύστημα λειτουργεί στην γραμμική περιοχή του. Οι καμπύλες φωτός που παρουσιάζονται με στιχτή γραμμή απεικονίζουν την μετάβαση στην μη γραμμικότητα, η οποία είναι πιο απότομη στην περίπτωση στο πλαίσιο (a) από ότι η αντίστοιχη στο πλαίσιο (b).

Ένα νέο χαρακτηριστικό που εμφανίζεται σε όλη την μελέτη του συστήματος  $S3$  είναι η εξάρτηση της περιόδου  $T$ , εφόσον αυτή ορίζεται, από την ενέργεια των εξωτερικών φωτονίων  $\epsilon_o$ . Αυτό απεικονίζεται στο Σχ. 2.17, όπου η περίοδος των ταλαντώσεων μεταβάλλεται με την  $\epsilon_o$  σχεδόν όπως  $T \propto 1/\sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_o)$  – δείτε την εξ. (2.35). Η ελάχιστη περίοδος βρίσκεται για την ενέργεια  $\epsilon_o$  που αντιστοιχεί στην μέγιστη



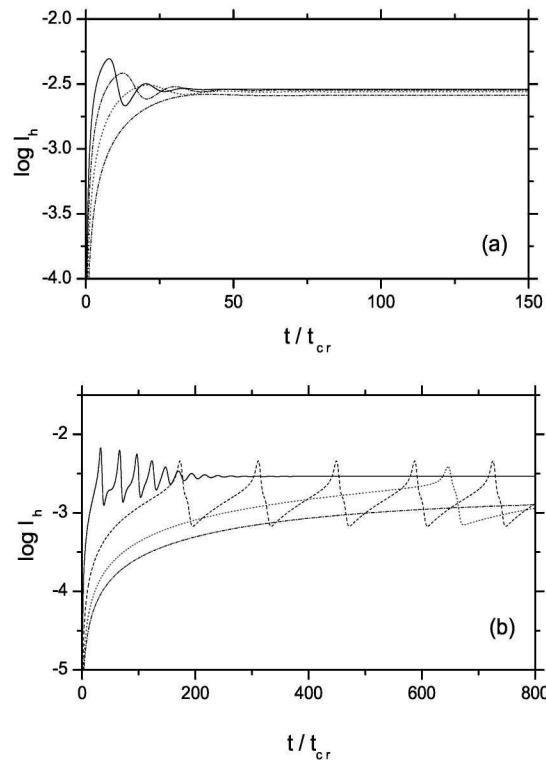
## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.15:** Η χρονική εξέλιξη των ακτίνω  $\gamma$  όταν (i) αυτές απορροφώνται τόσο από τα εξωτερικά όσο και από τα μαλακά φωτόνια που σχηματίστηκαν λόγω της αστάθειας (συνεχείς γραμμές) και όταν (ii) οι μη γραμμικοί όροι απορρόφησης έχουν παραλειφθεί τεχνητά (διακεκομμένες γραμμές). Η στικτή γραμμή και στα δύο πλαίσια αντιστοιχεί στην  $\ell_h^{cr}$ . Οι περιπτώσεις που παρουσιάζονται στα πλαίσια (a) και (b) διαφέρουν μόνο στον ρυθμό εισροής πρωτονίων, ο οποίος θεωρείται ότι είναι  $Q_{po} = 3.2 \times 10^{-11}$  και  $Q_{po} = 4 \times 10^{-12}$  αντίστοιχα. Οι υπόλοιπες παράμετροι που έχουν χρησιμοποιηθεί και στα δύο πλαίσια είναι ίδιες και ίσες με:  $B = 0.75 \text{ G}$ ,  $\gamma_p = 2.65 \times 10^7$ ,  $\epsilon_o = 10^{-5}$  και  $n_{ex} = 1$ .

## 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες



**Σχήμα 2.16:** Συμπαγότητα των υψηλοενεργειακών φωτονίων ως συνάρτηση του χρόνου για δύο περιπτώσεις με  $\tau_{ex} = 1.3$  (πλαίσιο *a*) και  $0.13$  (πλαίσιο *b*). Και στις δύο περιπτώσεις αποκτούμε τις διαφορετικές καμπύλες φωτός αυξάνοντας τον εισερχόμενο ρυθμό πρωτονίων. Η μετάβαση από την γραμμική στην μη γραμμική λειτουργική περιοχή του συστήματος φαίνεται ξεκάθαρα. Συγκεκριμένα, για το πλαίσιο (*a*) έχουμε χρησιμοποιήσει:  $Q_{po} = 10^{-11}$  (διακεκομμένη/στικτή γραμμή),  $2 \times 10^{-11}$  (στικτή γραμμή),  $4 \times 10^{-11}$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $8 \times 10^{-11}$  (συνεχής γραμμή). Οι αντίστοιχες τιμές για το πλαίσιο (*b*) είναι  $Q_{po} = 10^{-12}$  (διακεκομμένη/στικτή γραμμή),  $1.6 \times 10^{-12}$  (στικτή γραμμή),  $4 \times 10^{-12}$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $2.5 \times 10^{-11}$  (συνεχής γραμμή). Οι υπόλοιπες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι ίδιες και για τα δύο πλαίσια:  $B = 0.75 \text{ G}$ ,  $\gamma_p = 2.65 \times 10^7$  και  $\epsilon_o = 10^{-3}$ .

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

τιμή της ενεργού διατομής για την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου· για αυτήν την τιμή η απορρόφηση των φωτονίων γίνεται η πιο αποδοτική. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την εξάρτηση της περιόδου από την  $\epsilon_0$  για υψηλότερη πυκνότητα εξωτερικών φωτονίων. Σε αυτήν την περίπτωση εμφανίζεται ένα κενό για τιμές της  $\epsilon_0$  που αντιστοιχούν σε υψηλές τιμές της ενεργού διατομής γύρω από το μέγιστο της. Η εξέλιξη του συστήματος εδώ, χαρακτηρίζεται από φθίνουσες ταλαντώσεις που οδηγούν τελικά σε σταθερή κατάσταση. Το αποτέλεσμα αυτό είναι αναμενόμενο από την ανάλυση μας στην §3. Θυμίζουμε ότι το σύστημα περνά από καλά καθορισμένα στάδια, καθώς αυξάνεται μια από τις παραμέτρους  $Q_{po}$  ή  $n_{ex}$ : ταλαντώσεις με μεγάλη περίοδο  $\rightarrow$  ταλαντώσεις με μικρή περίοδο  $\rightarrow$  φθίνουσες ταλαντώσεις που οδηγούν σε σταθερή κατάσταση.

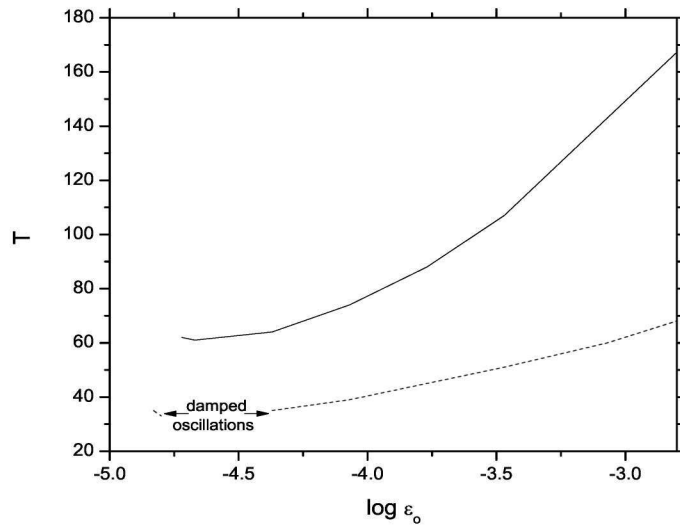
Το γεγονός ότι βρίσκουμε καθαρή αναλογία μεταξύ της περιόδου και το αντίστροφο της ενεργού διατομής για απορρόφηση φωτονίου- φωτονίου είναι άμεση συνέπεια των απλοποιήσεων που έχουμε κάνει στο πρόβλημα μέχρι στιγμής. Ωστόσο σημειώνουμε ότι, αν χαλαρώναμε τις υποθέσεις μας, δηλαδή, αν χρησιμοποιούσαμε τις πλήρεις εκφράσεις για την ενεργό διατομή και της εκπεψιμότητας, και χειριζόμασταν το πρόβλημα αριθμητικά, και πάλι θα διατηρούσαμε το βασικό συμπέρασμα του Σχ. 2.17.

Έχουμε βρει επίσης ότι η περίοδος των οριακών κύκλων δεν εξαρτάται μόνο από την  $\epsilon_0$  αλλά και από άλλες παραμέτρους, που επηρεάζουν την τιμή της ενεργού διατομής της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου ακόμα και έμμεσα, όπως η ένταση του μαγνητικού πεδίου ή/και η ενέργεια πρωτονίων (δείτε εξ. (2.2), (2.3) και (2.9)). Η τάση είναι ίδια με αυτήν που φαίνεται στο Σχ. 2.17, όπου η  $\epsilon_0$  στον οριζόντιο άξονα θα έπρεπε να αντικατασταθεί από την αντίστοιχη μεταβαλλόμενη παράμετρο.

### 2.4.2 Αντίστροφος σκεδασμός *Compton*

Μέχρι στιγμής, έχουμε υποθέσει πως τα σχηματιζόμενα ζεύγη από την απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου δρουν ως μεσάζοντες, μεταφέροντας την ενέργεια από τις ακτίνες  $\gamma$  στα χαμηλής ενέργειας φωτόνια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Ωστόσο, αν η συμπαγότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων γίνει συγκρίσιμη ή μεγαλύτερη από την συμπαγότητα του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή  $\ell_s \gtrsim l_B$ , τότε υπάρχουν δύο κανάλια ψύξης για τα δευτερογενή ηλεκτρόνια: (i) Το κανάλι ‘σύγχροτρον’ που έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή χαμηλοενεργειακών φωτονίων  $\epsilon_s$  και (ii) το κανάλι

## 2.4 Ενισχύοντας τη μη γραμμικότητα με πρόσθετες διαδικασίες



**Σχήμα 2.17:** Εξάρτηση της περιόδου  $T$  από την ενέργεια των εξωτερικών φωτονίων  $\epsilon_0$  για αριθμητικές πυκνότητες  $n_{\text{ex}} = 1$  (συνεχής γραμμή) και  $n_{\text{ex}} = 3$  (στιχτή γραμμή). Οι υπόλοιπες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι:  $Q_{\text{po}} = 10^{-10}$ ,  $B = 3.57 \text{ G}$ ,  $\gamma_p = 9 \times 10^6$  και  $\epsilon_o = 8 \times 10^{-5}$ .

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΗΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

‘αντίστροφου σχεδασμού Compton’ (ICS) που έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή φωτονίων υψηλής ενέργειας  $\epsilon_{\text{ics}}$  – σημειώστε ότι γενικά  $\epsilon_{\text{ics}} \neq \epsilon_h$ . Έτσι, η ενέργεια που χάνεται από τις ακτίνες  $\gamma$  εισέρχεται μόνο μερικώς στον πληθυσμό φωτονίων  $n_s$ . Εξαιτίας του γεγονότος αυτού, η σταθερά  $C_s$  του όρου εισροής στην εξ. (2.45) πρέπει να αντικατασταθεί από

$$C_s^{\text{eff}} = C_s \frac{l_B}{l_B + 3\ell_s(1 + 4\epsilon_s\gamma_e)^{-3/2}}, \quad (2.47)$$

όπου  $\gamma_e = \epsilon_h/2$  και ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας του  $\ell_s$  λαμβάνει υπόψη κατά προσέγγιση τα φαινόμενα του ορίου Klein-Nishina μέχρι  $\epsilon_s\gamma_e \lesssim 10^4$  (80). Προσεκτική παρατήρηση του συστήματος S3 μαζί με την έκφραση (2.47) δείχνει ότι αν ο αντίστροφος σχεδασμός Compton συμπεριληφθεί, περισσότεροι μη γραμμικοί όροι προστίθενται στο πρόβλημα.

Είναι πέρα από τον σκοπό της παρούσας εργασίας να προχωρήσουμε σε μια ημι-αναλυτική μελέτη του ανωτέρω συστήματος. Ωστόσο, αξίζει να αναφέρουμε μερικές ποιοτικές επιπτώσεις του ICS πάνω στην δυναμική του συστήματος. Γενικά, ο ICS δρα ως κατασταλτικός όρος στην εισαγωγή μαλακών φωτονίων οποτεδήποτε  $\ell_s \gtrsim l_B$ .

Ας υποθέσουμε πρώτα, πως σβήνουμε τεχνητά τον ICS και βρίσκουμε ένα σύνολο παραμέτρων που οδηγούν το σύστημά μας σε συμπεριφορά οριακού κύκλου όπως συζητήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Αν κρατήσουμε τις παραμέτρους σταθερές σε αυτές τις τιμές και συμπεριλάβουμε τον ICS, τότε υπάρχουν τρεις πιθανοί τρόποι να εξελιχθεί το σύστημα:

1. Η συμπεριφορά οριακού κύκλου διατηρείται, παρόλο που το σύστημα ταλαντώνεται με μικρότερη περίοδο.
2. Το σύστημα φτάνει σε μια σταθερή κατάσταση μετά από κάποιον αριθμό ταλαντώσεων.
3. Το σύστημα καταλήγει γρήγορα σε μια σταθερή κατάσταση χωρίς ταλαντωτική συμπεριφορά.

Η τελική συμπεριφορά του συστήματος εξαρτάται από το λόγο  $\ell_s/l_B$  και από το αν συμβαίνουν σχεδασμοί ή όχι στο όριο Klein-Nishina. Το Σχ. 2.18 απεικονίζει τις παραπάνω παρατηρήσεις. Οι λύσεις που φαίνονται στο Σχ. 2.18 έχουν αποκτηθεί μετά από ολοκλήρωση του συστήματος των εξισώσεων S3 και ενσωμάτωση του

ICS με τον προσεγγιστικό τρόπο που περιγράφηκε σε αυτήν την ενότητα. Και στις δύο περιπτώσεις, το σύστημα ξεκινά με  $\ell_s \ll l_B$  αλλά τελικά φτάνει μια κατάσταση όπου  $\ell_s \gtrsim l_B$ . Η διαφορά μεταξύ των παραπάνω περιπτώσεων είναι η παράμετρος  $x_{ics} = \epsilon_s \gamma_e$ , που υποδεικνύει πόσο βαθιά στην περιοχή Klein-Nishina συμβαίνει ο σχεδιασμός. Οι περιπτώσεις που παρουσιάζονται στα πλαίσια (a) και (b) αντιστοιχούν στις περιπτώσεις  $x_{ics} = 7.6$  και 87 αντίστοιχα. Στην πρώτη περίπτωση, είναι εμφανής η κατασταλτική επίδραση του ICS, ενώ στην δεύτερη περίπτωση η εξέλιξη του συστήματος δεν επηρεάζεται κατά πολύ λόγω της καταστολής των σχεδιασμών. Εμφανής είναι, ωστόσο, μια μικρή μείωση στην περίοδο και στο πλάτος των ταλαντώσεων. Στην ακόλουθη ενότητα, όπου αντιμετωπίζουμε το πλήρες πρόβλημα αριθμητικά, παρουσιάζουμε μια περίπτωση που απεικονίζει τις επιπτώσεις του ICS.

## 2.5 Αριθμητική προσέγγιση

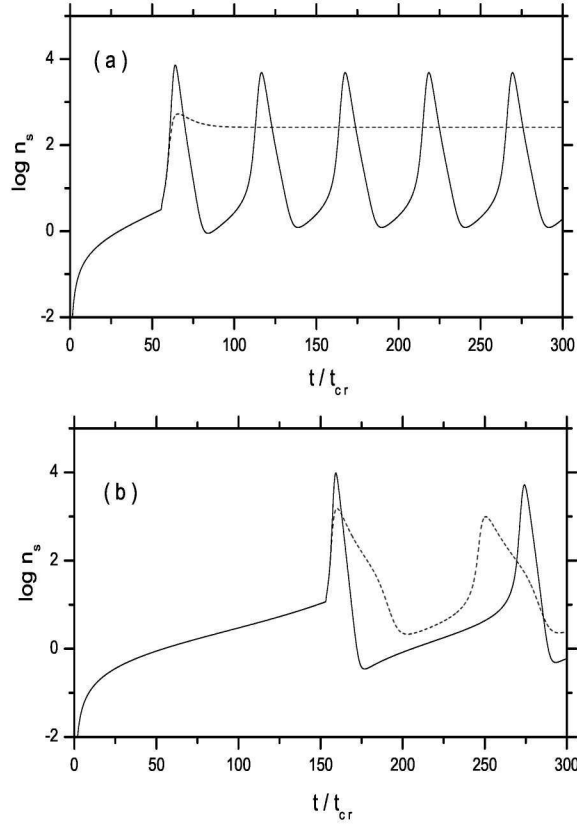
Όλα τα προηγούμενα αποτελέσματά μας επαληθεύτηκαν με ανεξάρτητο τρόπο, χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό κώδικα που περιγράφηκε στο MK95, μετά από επιλεκτική παράλειψη διαφόρων διαδικασιών, ώστε ο κώδικας να γίνει ανάλογος με τα συστήματα που περιγράφηκαν στην προηγούμενη ενότητα.

Στην συνέχεια προχωρούμε στην αριθμητική επίλυση του πλήρους συστήματος των εξ.2.15). Ο στόχος μας είναι να παρουσιάσουμε μόνο μερικά χαρακτηριστικά παραδείγματα τα οποία θα υποστηρίξουν την προηγούμενη ανάλυσή μας και θα δείξουν επίσης τις επιδράσεις των διαδικασιών που αγνοήσαμε στην αναλυτική μας προσέγγιση, ειδικότερα του αντιστρόφου σχεδιασμού Compton, στην δυναμική συμπεριφορά του συστήματος. Αφήνουμε την μελέτη του συνολικού παραμετρικού χώρου για μια μελλοντική εργασία, όπου θα μελετήσουμε λεπτομερώς την αλληλεπίδραση μεταξύ της εισροής πρωτονίων και των εξωτερικών φωτονίων.

Έχουμε χρησιμοποιήσει τον αριθμητικό κώδικα που έχει περιγραφεί στο MK95 και MPK05 ο οποίος έχει ενημερωθεί ώστε να χρησιμοποιούνται οι πλήρεις εκφράσεις για το ρυθμό παραγωγής δευτερογενών ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων και για την παραγωγή φωτονίων σε φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις· ο ρυθμός φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων μοντελοποιήθηκε με βάση αποτελέσματα του Monte Carlo κώδικα **SOPHIA** (82). Οι λεπτομέρειες σχετικά με την μοντελοποίηση παρουσιάζονται αλλού (32). Έτσι η ενημερωμένη εκδοχή του κώδικα μπορεί να αντιμετωπίσει με ακρίβεια τις δύο κυρίαρχες αδρονικές διαδικασίες, δηλαδή την Bethe-

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---



**Figure 2.18:** Αριθμητική πυκνότητα  $n_s$  ως συνάρτηση του χρόνου για παράγοντες Lorentz πρωτονίων  $\gamma_p = 2.1 \times 10^7$  ανδ  $2.65 \times 10^7$  (πλαίσια *a* και *b* αντίστοιχα), όπως υπολογίστηκε για δύο περιπτώσεις: (i) ο ICS έχει τεχνητά απενεργοποιηθεί (συνεχείς γραμμές) και (ii) ο ICS έχει ληφθεί κατά προσέγγιση υπόψη (διακεκομμένες γραμμές). Οι υπόλοιπες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι:  $B = 0.75 \text{ G}$ ,  $\log Q_{po} = -11.15$ ,  $n_{ex} = 2$  και  $\epsilon_o = \gamma_p^{-1} \frac{m_p}{m_e}$ .

Heitler διαδικασία παραγωγής ζευγών και την φωτοπιονική, μαζί με τις λεπτονικές. Δεδομένης την δυσκολία που ενέχουν οι δύο αυτές διαδικασίες στην δημιουργία μοντέλου, το θεωρούμε αυτό μεγάλη βελτίωση.

Λύνουμε επομένως τρεις συζευγμένες εξισώσεις, για πρωτόνια, ηλεκτρόνια και φωτόνια συμπεριλαμβανομένου και όλων των σχετικών διαδικασιών μεταξύ των τριών ειδών – σημειώστε πως στον αριθμητικό κώδικα δεν υπάρχει λόγος να χειριστούμε τα υψηλής και χαμηλής ενέργειας φωτόνια μέσα από διαφορετικές εξισώσεις. Μια άλλη διαφορά με την αναλυτική προσέγγιση είναι ότι στην θέση των εξωτερικών φωτονίων χρησιμοποιούμε φωτόνια που έχουν παραχθεί μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον των πρωτονίων. Αυτό έγινε γιατί αυτή η διαδικασία μπορεί να παράγει τα απαραίτητα φωτόνια στόχους με αυτό-συνέπεια, χωρίς την ανάγκη για εισαγωγή περισσότερων ελεύθερων παραμέτρων. Επιπλέον, η ακτινοβολία σύγχροτρον των πρωτονίων, για μαγνητικά πεδία της τάξης των  $\sim 10\text{ G}$  και για πρωτόνια με παράγοντα Lorentz  $\gamma_p \gtrsim 10^6$  εμφανίζεται κυρίως στη χαμηλοενεργειακή περιοχή του φάσματος και δεν μπορεί/πρέπει να θεωρηθεί αμελητέα.

Το Σχ. 2.19 δείχνει τέσσερις περιπτώσεις που διαφέρουν μόνο κατά τον ρυθμό εισροής πρωτονίων. Έτσι, για τα πλαίσια (b), (c) και (d) ο ρυθμός  $Q_{p0}$  διπλασιάστηκε, τριπλασιάστηκε και τετραπλασιάστηκε αντίστοιχα σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή για το πλαίσιο (a). Η τιμή  $Q_{p0}$  για το τελευταίο επιλέχθηκε με τέτοιο τρόπο ώστε να κάνει το σύστημα να εμφανίσει οριακούς κύκλους μεγάλων περιόδων. Η περίοδος αρχίζει να μειώνεται με την αύξηση του  $Q_{p0}$  – συγκεκριμένα η περίοδος γίνεται ακριβώς η μισή της προηγούμενης όταν ο ρυθμός  $Q_{p0}$  διπλασιαστεί. Αυτή η συμπεριφορά εκφυλίζεται σε φθίνουσα ταλάντωση – σταθερή κατάσταση για αυξανόμενο  $Q_{p0}$  (πλαίσια (c) και (d)). Αυτή είναι ακριβώς η συμπεριφορά που βρήκαμε στην αναλυτική μας προσέγγιση – δείτε το Σχ. 2.5. Έτσι, παρά την πληθώρα των φυσικών διαδικασιών που εισάγαμε, τα βασικά χαρακτηριστικά του βρόγχου ανατροφοδότησης διατηρούνται.

Για χαμηλές τιμές του μαγνητικού πεδίου, ο ICS δρα ως μηχανισμός τριβής σταθεροποιώντας το σύστημα και αφήνοντας το να φτάσει γρήγορα την σταθερή κατάσταση. Το Σχ. 2.20 δείχνει ένα παράδειγμα δύο αριθμητικών δοκιμών. Στην πρώτη, όλες οι διαδικασίες λήφθηκαν υπόψη (διακεκομμένη γραμμή), ενώ στην δεύτερη περίπτωση, ο ICS απενεργοποιήθηκε τεχνητά (συνεχής γραμμή). Στην πρώτη περίπτωση το σύστημα, μετά από ένα αρχικό μέγιστο, πέφτει γρήγορα σε σταθερή κατάσταση. Στην δεύτερη περίπτωση δείχνει περιοδική συμπεριφορά (οριακός



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

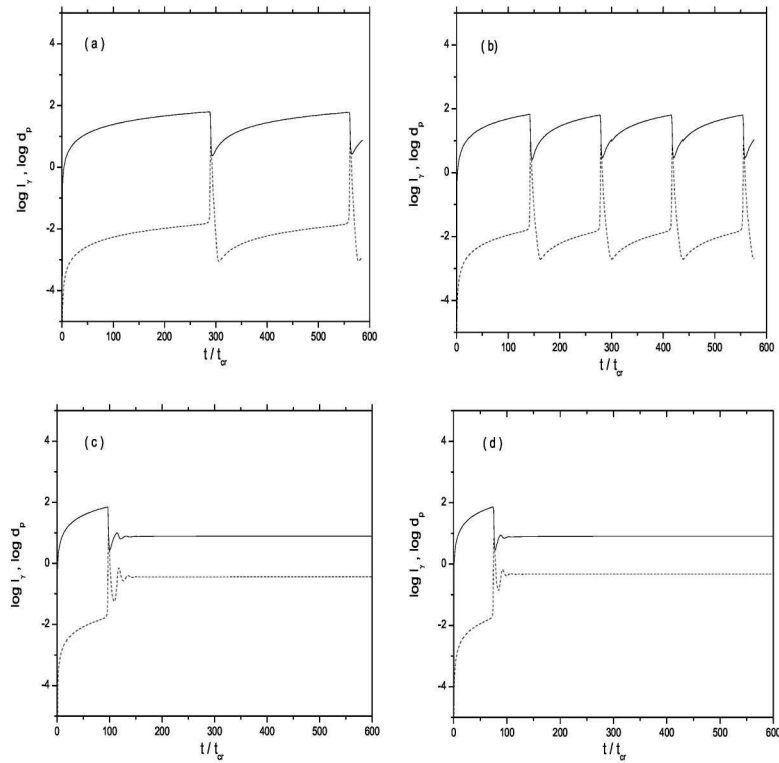
---

κύκλος). Οι δύο περιπτώσεις είναι πανομοιότυπες μέχρι την στιγμή που η συμπαγότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων γίνεται μεγάλη και δεν μπορεί πια να θεωρηθεί αμελητέα στην ψύξη των ηλεκτρονίων. Αυτό συμβαίνει κοντά στην εμφάνιση του πρώτου μέγιστου της  $\ell_\gamma$ , όπου η συμπαγότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων είναι υψηλότερη από αυτή του μαγνητικού πεδίου κατά ένα παράγοντα  $\sim 6 \times 10^3$ . Αξίζει να συγκρίνουμε το αποτέλεσμα που φαίνεται στο Σχ. 2.20 με αυτό που βρίσκεται στο διάγραμμα του πλαισίου (a) του Σχ. 2.18, όπου ο ICS λήφθηκε υπόψη με προσεγγιστικό τρόπο. Και στις δύο περιπτώσεις τα ποιοτικά αποτελέσματα είναι ίδια. Αν χρησιμοποιήσουμε μια υψηλότερη τιμή του μαγνητικού πεδίου για την περίπτωση του παραδείγματος που φαίνεται στο Σχ. 2.20, βρίσκουμε πως ο ICS μεταβάλλει την περιοδική συμπεριφορά στο να μειώσει την περίοδο. Η χρονική συμπεριφορά που βρίσκουμε σε αυτήν την περίπτωση μπορεί να περιγραφεί πολύ καλά με την αντίστοιχη του πλαισίου (b) του Σχ. 2.18. Η καταστολή του ICS λόγω των φαινόμενων Klein-Nishina δεν παίζει σημαντικό ρόλο σε αυτήν την περίπτωση, αφού δεν υποθέτουμε μονοενεργειακές κατανομές ηλεκτρονίων και φωτονίων. Έτσι, οι περισσότεροι σχεδιασμοί συμβαίνουν στην περιοχή Thomson και οι επιδράσεις του ορίου Klein-Nishina αποτελούν τώρα μικρές διορθώσεις. Τέλος, σημειώνουμε πως η συμπεριφορά οριακού κύκλου του συστήματος που φαίνεται στο Σχ. 2.19 παραμένει αμετάβλητη, παρόλο που λάβαμε υπόψη τον ICS, αφού για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν, η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου είναι πάντα μεγαλύτερη από αυτήν των μαλακών φωτονίων.

### 2.6 Συνάφεια με αστροφυσικές πηγές

Στρεφόμαστε στην συνέχεια στην εξέταση των ιδεών που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια στο πλαίσιο πιθανών εφαρμογών αστροφυσικού ενδιαφέροντος. Οποτεδήποτε το σύστημα λειτουργεί στην υποκρίσιμη περιοχή ή οι ακτίνες  $\gamma$  απορροφώνται κυρίως μέσω του καναλιού της γραμμικής απορρόφησης (δείτε §4.1), τα φάσματα της σταθερής μας κατάστασης είναι παρόμοια με αυτά που παρουσιάζονται στην βιβλιογραφία – για παράδειγμα δείτε (12). Από την άλλη, αν το σύστημα γίνει υπερκρίσιμο και η απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  είναι έντονα μη γραμμική, τότε νέες πιθανότητες ανοίγουν για αστροφυσικές εφαρμογές. Αυτές, σύμφωνα με τις §3 και §4, περιληπτικά είναι:

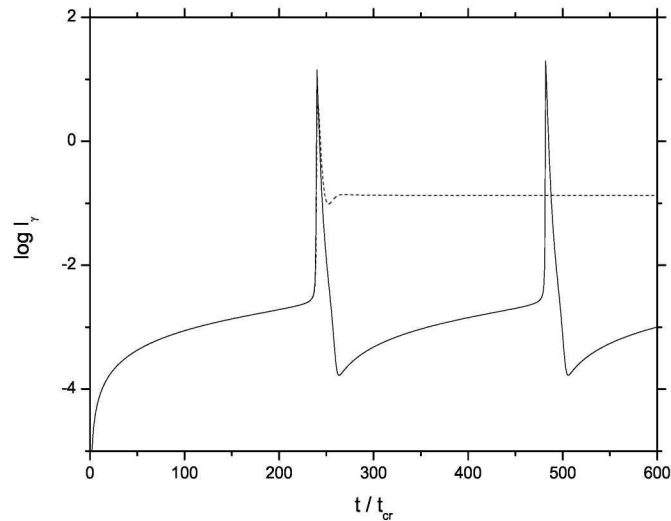
## 2.6 Συνάφεια με αστροφυσικές πηγές



**Σχήμα 2.19:** Η χρονική εξέλιξη του συστήματος για τέσσερις διαφορετικούς ρυθμούς εισροής πρωτονίων ή ισοδύναμα συμπαγώτητες πρωτονίων, ξεκινώντας με  $\ell_p^{\text{inj}} = 4.7 \times 10^{-5}$  στο πλαίσιο (a). Στα πλαίσια (b) έως (d) η  $\ell_p^{\text{inj}}$  αυξάνεται σε σχέση με την προηγούμενη τιμή κατά έναν ακέραιο πολλαπλάσιο της αρχικής της τιμής. Οι υπόλοιπες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για το διάγραμμα αυτό είναι:  $B = 10 \text{ G}$ ,  $R = 10^{16} \text{ cm}$  και  $\gamma_p = 3 \times 10^7$ . Οι συνεχείς και διακεκομμένες γραμμές δείχνουν  $d_p$  και  $\ell_\gamma$  αντίστοιχα, όπου  $d_p = \int d\gamma_p \gamma_p n_p(\gamma_p)$ .

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.20:** Η συμπαγότητα των φωτονίων  $\ell_\gamma$  ως συνάρτηση του χρόνου για δύο περιπτώσεις όπου (i) ο αντίστροφος σχεδασμός Compton λαμβάνεται επίσης υπόψη (συνεχής γραμμή) και (ii) έχει τεχνητά απενεργοποιηθεί. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για το διάγραμμα αυτό είναι:  $B = 3.2 \text{ G}$ ,  $R = 10^{16} \text{ cm}$  και  $\gamma_p = 3 \times 10^7$ ,  $\ell_p^{\text{inj}} = 7 \times 10^{-5}$ .

## 2.6 Συνάφεια με αστροφυσικές πηγές

1. Όλες οι συνιστώσες του αδρονικού συστήματος (πρωτόνια, δευτερογενή ηλεκτρόνια, φωτόνια) εμφανίζουν μια εγγενή μεταβλητότητα με καλά καθορισμένη περίοδο, παρόλο που η πηγή είναι στατική.
2. Το σύστημα φτάνει μια σταθερή κατάσταση αφού περάσει μια φάση φθίνουσας ταλάντωσης. Σε αυτήν την περίπτωση εμφανίζεται ένας μη αμελητέος πληθυσμός χαμηλοενεργειακών φωτονίων, καθώς ένα σημαντικό ποσοστό της αρχικής ενέργειας των πρωτονίων μεταφέρεται σε φωτόνια χαμηλής ενέργειας μέσω της απορρόφησης των ακτίνων  $\gamma$ . Ταυτόχρονα η συμπαγότητα σκληρών φωτονίων φτάνει μια οριακή μέγιστη τιμή.

Και οι δύο περιπτώσεις, θεωρητικά, μπορούν να εφαρμοστούν σε αστροφυσικές πηγές που εκπέμπουν σε υψηλές ενέργειες, όπως AGN. Η χρονική μεταβλητότητα είναι καθοριστική ιδιότητα των blazars και, στις περισσότερες περιπτώσεις, εμφανίζει ένα αρκετά περίπλοκο μοτίβο (π.χ. (2, 83)). Σημειώνουμε ότι, ακόμα και αν οι παρατηρήσεις φαίνεται να διαψεύδουν τα αποτελέσματά μας (δείτε σημείο (i) πιο πάνω), έχουμε βρει πως ακόμα και μεταβολές μικρού πλάτους του ρυθμού εισροής πρωτονίων μπορεί να οδηγήσει σε πολύ πιο περίπλοκα χρονικά προφίλ από αυτά που έχουν παρουσιαστεί μέχρι στιγμής. Αυτό είναι ένα πολλά υποσχόμενο θέμα που απαιτεί μια λεπτομερή μελέτη.

Στο υπόλοιπο μέρος της αυτής της ενότητας, θα εστιάσουμε στο δεύτερο σημείο. Θα δείξουμε ακριβώς πως μπορούμε να εφαρμόσουμε τα αποτελέσματά μας ώστε να τεθεί ένα άνω όριο σε τιμές παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν για την δημιουργία πολυκυματικών μοντέλων εκπομπής των AGN. Αυτό μπορεί να θεωρηθεί επέκταση της εφαρμογής που θα παρουσιάσεται στο επόμενο κεφάλαιο.

Ο λαμπρός 3C 279 είναι ένα καλό παράδειγμα. Μια πρόσφατη περιεκτική ανάλυση των παρατηρήσεων του μπορεί να βρεθεί στο (16). Εδώ θα εστιάσουμε κυρίως στην παρατηρησιακή εκστρατεία του 2006, που ανακάλυψε την πηγή στις πολύ ενεργητικές (Very High Energy – VHE) ακτίνες  $\gamma$ , εμφανίζοντας μια υψηλή ροή στην περιοχή των TeV ενεργειών (68), ενώ οι ακτίνες X ήταν σε πολύ χαμηλότερο επίπεδο.

Ας θεωρήσουμε μια σφαιρική πηγή ακτίνας  $R$  που κινείται με παράγοντα Doppler  $\delta$  ως προς εμάς και περιέχει μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$ . Υποθέτουμε επιπλέον ότι υπερ-σχετικιστικά πρωτόνια με κατανομή νόμου δύναμης και εκθέτη  $s$  εισέρχονται

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---

συνεχώς στην πηγή με ρυθμό που δίνεται από

$$\tilde{Q}_p = \tilde{Q}_{po} \gamma_p^{-s} H(\gamma_p - \gamma_{\min}) H(\gamma_{\max} - \gamma_p), \quad (2.48)$$

όπου  $\gamma_{\min}$  και  $\gamma_{\max}$  είναι το κάτω και άνω όριο της εισερχόμενης κατανομής αντίστοιχα,  $\tilde{Q}_{po}$  είναι μια σταθερά κανονικοποίησης η οποία είναι άμεσα συνδεδεμένη με την συμπαγότητα των πρωτονίων ως εξής:

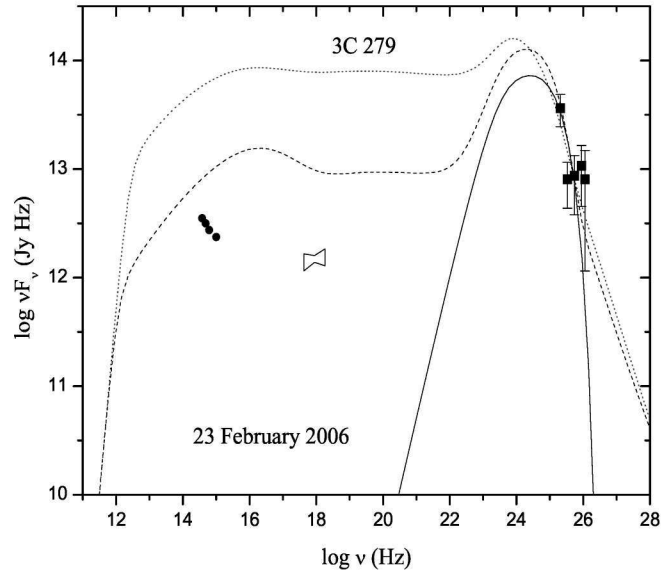
$$\ell_p^{\text{inj}} = \tilde{Q}_{po} m_p c^2 \frac{\sigma_T R}{3t_{\text{cr}}} \frac{\gamma_{\min}^{-s+2} - \gamma_{\max}^{s+2}}{2-s} \quad (2.49)$$

ή με όρους αδιάστατων ποσοτήτων:

$$\ell_p^{\text{inj}} = \frac{1}{3} Q_{po} \frac{\gamma_{\min}^{-s+2} - \gamma_{\max}^{s+2}}{2-s}. \quad (2.50)$$

Η μετάβαση του συστήματος από την υπο- στην υπερ-κρίσιμη περιοχή μπορεί να γίνει πιο εύκολα αντιληπτή αν δεν υπάρχουν προϋπάρχοντα χαμηλοενεργειακά φωτόνια στην πηγή. Φια το λόγο αυτό, θα προσπαθήσουμε να μοντελοποιήσουμε την εκπομπή ακτίνων  $\gamma$  θεωρώντας ένα νόμο δύναμης για τα πρωτόνια ενώ παράλληλα θα θεωρήσουμε ότι δεν εισάγονται στην πηγή σχετικιστικά ηλεκτρόνια. Επομένως, το συνολικό φάσμα θα είναι το αποτέλεσμα μόνο της ακτινοβολίας των πρωτονίων και των δευτερογενών ηλεκτρονίων.

Το Σχ. 2.21 δείχνει τα πολυκυματικά φάσματα που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό κώδικα που περιγράφηκε στην §5 για  $R = 3 \times 10^{16} \text{ cm}$ ,  $B = 40 \text{ G}$ ,  $\delta = 20$ ,  $\gamma_{\min} = 5 \times 10^8$ ,  $\gamma_{\max} = 5 \times 10^9$ ,  $s = 2.2$  και για τρεις τιμές της συμπαγότητας εισροής πρωτονίων ξεκινώντας από  $\ell_p^{\text{inj}} = 10^{-5}$  (συνεχής γραμμή) και διπλασιάζοντάς την σε σχέση με την προηγούμενη της τιμή. Για αυτό το σύνολο παραμέτρων οι ακτίνες  $\gamma$  που παράγονται βρίσκονται στην περιοχή των GeV – TeV ενεργειών. Το φάσμα για την χαμηλότερη τιμή της  $\ell_p^{\text{inj}}$  (συνεχής γραμμή) αποκτάται όσο το σύστημα είναι υποκρίσιμο, και είναι το μόνο που μπορεί να προσεγγίσει ικανοποιητικά τη εκπομπή στις TeV ενέργειες ενώ ταυτόχρονα δεν παραβιάζει τις παρατηρήσεις στο οπτικό και στις ακτίνες X. Βλέπουμε και μόνο ο διπλασιασμός της  $\ell_p^{\text{inj}}$  οδηγεί το σύστημα στην υπερκρίσιμη περιοχή. Η έναρξη της υπερκρίσιμότητας συνοδεύεται από την εμφάνιση μια συνιστώσας σε χαμηλότερες ενέργειες (διακεκομμένη γραμμή), η οποία γίνεται κυρίαρχη για ακόμα υψηλότερες τιμές της συμπαγότητας (στικτή γραμμή). Η υπερ-παραγωγή χαμηλοενεργειακών



**Σχήμα 2.21:** Πολυκυματικά φάσματα του blazar 3C 279 στο πλαίσιο ενός καθαρά αδρονικού μοντέλου για  $R = 3 \times 10^{16} \text{ cm}$ ,  $B = 40 \text{ G}$ ,  $\delta = 20$ ,  $\gamma_{\min} = 5 \times 10^8$ ,  $\gamma_{\max} = 5 \times 10^9$ ,  $s = 2.2$  και τρεις τιμές της συμπαγότητας των πρωτονίων:  $\ell_p^{\text{inj}} = 10^{-5}$  (συνεχής γραμμή),  $2 \times 10^{-5}$  (διακεκομμένη γραμμή) και  $4 \times 10^{-5}$  (στικτή γραμμή). Τα σύμβολα απεικονίζουν τις παρατηρήσεις του Φεβρουαρίου 2006.

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

φωτονίων ακόμα και στην δεύτερη περίπτωση απορρίπτεται κατευθείαν από τις παρατηρήσεις, θέτοντας ένα άνω όριο στην συμπαγότητα της εισροής πρωτονίων (για το συγκεκριμένο παράδειγμα,  $\ell_{p,max}^{inj} = 10^{-5}$ ).

Αν χρησιμοποιούσαμε χαμηλότερη τιμή του  $\delta$  ώστε να αποκτήσουμε καλή εφαρμογή (φίτ) στην TeV περιοχή ενεργειών ενώ κρατούσαμε σταθερή την ένταση του μαγνητικού πεδίου, θα απαιτούσαμε μια υψηλότερη τιμή της  $\ell_p^{inj}$ , αφού  $L_{obs} \propto \delta^4 L_{int}$ , όπου  $L_{obs}$  και  $L_{int}$  είναι οι λαμπρότητες στο σύστημα του παρατηρητή και στο συνκινούμενο σύστημα αντίστοιχα. Αυτή η επιλογή παραμέτρων θα οδηγούσε το σύστημα βαθιά στην υπερκρίσιμη περιοχή παραβιάζοντας τις παρατηρήσεις στο οπτικό και στις ακτίνες X.

Οι PM11 έχουν χρησιμοποιήσει παρόμοια επιχειρήματα για να θέσουν περιορισμούς στον παράγοντα Doppler, χρησιμοποιώντας *ad-hoc* μια εισερχόμενη λαμπρότητα ακτίνων  $\gamma$ . Εδώ πηγαίνουμε ένα βήμα πιο πέρα αφού οι εισερχόμενες ακτίνες  $\gamma$  σχετίζονται με ένα μηχανισμό φυσικής παραγωγής. Έτσι, σε αυτήν την περίπτωση μπορούμε να θέσουμε όρια στο  $\delta$  και στην  $\ell_p^{inj}$ . Επιπλέον, ένα πιθανό γεγονός έκλαμψης που παρατηρείται στην περιοχή του φάσματος των GeV ενεργειών δεν θα μπορούσε να περιγραφεί αυξάνοντας απλώς την λαμπρότητα εισροής πρωτονίων, εφόσον αυτή η αύξηση θα επηρέαζε επίσης την οπτική περιοχή του φάσματος και την περιοχή των ακτίνων X, όπως υποδηλώνει το παράδειγμα του Σχ. 2.21.

Έτσι, οι επιδράσεις του υποκείμενου μηχανισμού ανατροφοδότησης μπορεί να αποδειχθεί ότι χρησιμεύουν στον καθορισμό κατώτερων ορίων σε παραμέτρους, όπως ο παράγοντας Doppler  $\delta$ . Ωστόσο, μια συστηματική έρευνα του παραμετρικού χώρου είναι πέρα από τον σκοπό της παρούσας εργασίας.

### 2.7 Συζήτηση

Τα αδρονικά μοντέλα έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς για την εξήγηση της μη θερμικής εκπομπής των AGN ενώ πρόσφατα έχουν εφαρμοστεί επίσης και σε άλλα συμπαγή αντικείμενα. Μια ενδιαφέρουσα ιδιότητα των αδρονικών συστημάτων, που όμως παραβλέπεται, είναι η δυναμική συμπεριφορά τους, η οποία απορρέει από κάποιους υποκείμενους μηχανισμούς ανατροφοδότησης. Στην παρούσα εργασία έχουμε απομονώσει και μελετήσει αναλυτικά έναν τέτοιο βρόγχο που περιλαμβάνει την παραγωγή πιονίων μέσω αλληλεπιδράσεων πρωτονίου-φωτονίου και την απορρόφηση φωτονίων (SK07;PM11) των παραγόμενων ακτίνων  $\gamma$ . Η απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  έχει σαν

αποτέλεσμα την ‘αυτόματη’ φωτονίων τα οποία ανατροφοδοτούν τον βρόγχο προκαλώντας περαιτέρω ψύξη των πρωτονίων μέσω των φωτοπιονικών αλληλεπιδράσεων με τα φωτόνια αυτά.

Έχουμε επίσης σημειώσει πως αν τα πρωτόνια θεωρηθούν στάσιμα στην πηγή – μια υπόθεση που γίνεται συχνά, υπάρχουν περιοχές του παραμετρικού χώρου οι οποίες χαρακτηρίζονται από μια εκθετική αύξηση των εσωτερικά παραγόμενων φωτονίων, κάνοντας το σύστημα εγγενώς ασταθές, εφόσον η συνθήκη για την ευστάθεια των πρωτονίων παραβιάζεται από τις απώλειες που προκαλούνται από τα φωτόνια – εδώ είναι εμφανείς οι αναλογίες με την ‘αταστροφή Compton’ του λεπτονικού πλάσματος. Η προσέγγιση της κινητικής εξίσωσης, η οποία μας επιτρέπει να λάβουμε ρητά υπόψη την ψύξη των πρωτονίων, είναι κατάλληλη σε αυτή την περίπτωση για την μελέτη των ιδιοτήτων του συστήματος. Τα πρωτόνια, τα δευτερογενή ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, δηλαδή οι τρεις κύριες συνιστώσες του συστήματος, μπορούν να περιγραφούν από τρεις συζευγμένες μερικές ολοκληρό-διαφορικές εξισώσεις. Αυτή η ‘αντιμετώπιση κινητικών εξισώσεων’ έχει πολλά πλεονεκτήματα, καθώς διατηρεί την ενέργεια και είναι χρόνο-εξαρτώμενη.

Για να απλοποιήσουμε το σύστημα των εξισώσεων και να κάνουμε δυνατή μια αναλυτική προσέγγιση κάναμε μια σειρά από υποθέσεις. Ως ένα πρώτο βήμα έχουμε κρατήσει μόνο τις απλοποιημένες εκφράσεις των βασικών διαδικασιών χρησιμοποιώντας συναρτήσεις δέλτα για τις διάφορες σωματιδιακές κατανομές που εμφανίζονται στο πρόβλημα. Επιπλέον, χρησιμοποιήσαμε προσεγγιστικές εκφράσεις για τις ενεργές διατομές – δείτε τις εξ. (2.7) και (2.35). Ωστόσο, μια από τις κύριες απλοποιητικές υποθέσεις που κάναμε ήταν η εξάλειψη της κινητικής εξίσωσης των ηλεκτρονίων από το σύστημα των εξ. (2.15). Η λογική για αυτό είναι πως η χρονική κλίμακα για την ψύξη των ηλεκτρονίων, για συνήθης τιμές του μαγνητικού πεδίου και των παραγόντων Lorentz των ηλεκτρονίων, είναι πολύ μικρότερη από τον χρόνο διέλευσης της πηγής. Έτσι, η ψύξη των ηλεκτρονίων θεωρείται στιγμιαία.

Αγνοώντας την απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  από τα φωτόνια εξωτερικά της πηγής, βρίσκουμε ότι η αύξηση του ρυθμού εισροής πρωτονίων στο σύστημα οδηγεί σε ανάλογη αύξηση της αριθμητικής πυκνότητας πρωτονίων και της λαμπρότητας ακτίνων  $\gamma$  που πρόερχονται από φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις. Αν η συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  δεν φτάσει μια κρίσιμη τιμή που θα πυροδοτήσει την αστάθεια της αυτόματης απορρόφησης, τότε το σύστημα χαρακτηρίζεται ως γραμμικό και καταλήγει σε μια κατάσταση ισορροπίας. Εάν, παρόλα αυτά, ο συνδυασμός των αρχικών



## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

συνθηκών είναι τέτοιος που οδηγεί την συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  πάνω από την κρίσιμη τιμή, τότε τα υψηλής ενέργειας φωτόνια απορροφώνται στα φωτόνια που παράγονται αυτόματα εσωτερικά της πηγής, τα οποία αποτελούν πρόσθετους στόχους για φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις και περαιτέρω ψύξη των πρωτονίων. Σε αυτή την περίπτωση δείξαμε αναλυτικά μέσω μιας ανάλυσης ιδιοτιμώς/ιδιοδιανυσμάτων ότι για αριθμητικές πυκνότητες ακτίνων  $\gamma$  πάνω από την κρίσιμη τιμή αλλά κοντά σε αυτή, η δυναμική του συστήματος περιγράφεται από οριακούς κύκλους στο χώρο των φάσεων· το αποτέλεσμα αυτό είναι παρόμοιο με τα συστήματα θηράματος/θηρευτή. Για ακόμα υψηλότερες τιμές της πυκνότητας ακτίνων  $\gamma$ , το σύστημα καταλήγει σε μια κατάσταση ισορροπίας αφού έχει πραγματοποιήσει έναν αριθμό φθίνουσων ταλαντώσεων. Οι πυκνότητες των πρωτονίων, ηλεκτρονίων και φωτονίων στη σταθερή κατάσταση διαφέρουν πολύ από τις εκείνες στις οποίες φτάνει το σύστημα όσο είναι υποκρίσιμο. Αυτή η ασυνέχεια είναι επίσης μια ένδειξη της μετάβασης του συστήματος στην υπερκρίσιμότητα. Είναι επίσης ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι η ύπαρξη περιοδικών λύσεων σε αδρονικά συστήματα είχε αναφερθεί ήδη από τους (119) με τη χρήση ενός Monte Carlo κώδικα και από τους MPK05, οι οποίοι χρησιμοποίησαν την προσέγγιση των κινητικών εξισώσεων. Και οι δύο εργασίες ήταν καθαρά αριθμητικές δουλειές όπου δόθηκε επαρκής φυσική ερμηνεία των αποτελεσμάτων τους. Παρόλα αυτά, δεν επιχειρήθηκε κάποια πιο λεπτομερής μελέτη της χρονικής μεταβλητότητας του φυσικού συστήματος. Στην παρούσα εργασία, για πρώτη φορά παρουσιάζουμε μια τέτοια μελέτη και δείχνουμε πέραν κάθε αμφιβολίας ότι τα αδρονικά συστήματα παρουσιάζουν ενδιαφέρουσα χρονική συμπεριφορά.

Σαν επόμενο βήμα δείξαμε με έναν ημι-αναλυτικό τρόπο ότι, σε περιπτώσεις όπου η απόρροφηση των ακτίνων  $\gamma$  από τα εξωτερικά φωτόνια ληφθεί υπόψη, η χρονική εξέλιξη του συστήματος εξαρτάται επίσης από το αντίστοιχο οπτικό βάθος. Όταν αυτό είναι χαμηλό, το σύστημα συμπεριφέρεται όπως περιγράφηκε παραπάνω, καθώς οι μη γραμμικές διαδικασίες παίζουν κυρίαρχο ρόλο στην δυναμική του συστήματος. Από την άλλη πλευρά, εάν το οπτικό βάθος είναι μεγάλο, τότε η συστηματική εξασθένιση των ακτίνων  $\gamma$  λόγω της απορρόφησης τους από τα εξωτερικά φωτόνια, τείνει να σταθεροποιήσει το σύστημα. Σε αυτή την περίπτωση η δυναμική του συστήματος είναι πιο απλή καθώς δεν βρέθηκαν οριακοί κύκλοι.

Επιπλέον, αν προσθέσουμε περισσότερες φυσικές διαδικασίες στο σύστημα, δείξαμε ότι αυτές τείνουν να το σταθεροποιήσουν καθώς απομακρύνουν μέρος της ακτινοβολούμενης ενέργειας από το βρόγχο ανατροφοδότησης. Για παράδειγμα,

ο αντίστροφος σχεδασμός Compton δρα ως ανταγωνιστικός μηχανισμός της σύγχροτρον ακτινοβολίας για τα ηλεκτρόνια. Αν είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός ψύξης των ηλεκτρονίων, τότε το σύστημα αλλάζει συμπεριφορά και οδηγείται γρήγορα σε μια σταθερή κατάσταση. Παρόλα αυτά για ισχυρά μαγνητικά πεδία δείξαμε ότι το σύστημα διατηρεί τις ιδιότητες που ανακαλύψαμε αναλυτικά.

Τα παραπάνω αποτελέσματα επιβεβαιώθηκαν επίσης αριθμητικά, χρησιμοποιώντας έναν αριθμητικό κώδικα που περιλαμβάνει όλες τις σχετιζόμενες φυσικές διαδικασίες με τις πλήρεις εκφράσεις των ενεργών διατομών και των εκπεμπιμοτήτων των διάφορων διαδικασιών εκπομπής. Ενώ η αναλυτική μας προσέγγιση διαφέρει στις λεπτομέρειες από την αριθμητική μελέτη του συστήματος, μπορέσαμε να επιβεβαιώσουμε ποιοτικά τα αναλυτικά μας αποτελέσματα, τα οποία προβλέπουν την μετάβαση από την υποκρίσιμη ‘γραμμική’ περιοχή στην υπερκρίσιμη ‘μη γραμμική’ περιοχή αυξανόμενης της πυκνότητας των πρωτονίων. Επιπλέον, μπορέσαμε να απομονώσουμε το ρόλο άλλων διαδικασιών, όπως ο αντίστροφος σχεδασμός Compton, τον οποίο τον είχαμε συμπεριλάβει στην αναλυτική μας μελέτη μόνο προσεγγιστικά. Σημειώνουμε ότι οι ποιοτικές ομοιότητες των αποτελεσμάτων μεταξύ των δύο προσεγγίσεων δικαιολογεί επίσης *a posteriori* και με έναν ανεξάρτητο τρόπο την εγκυρότητα των αρχικών υποθέσεων.

Τα αποτελέσματα μας υποδηλώνουν ότι υψηλοί ρυθμοί εισροής πρωτονίων τείνουν να ωθήσουν το σύστημα στην υπερκρίσιμη περιοχή με τα εξωτερικά φωτόνια να παίζουν περισσότερο το ρόλο του καταλύτη· από την άλλη πλευρά, οι υψηλότερες πυκνότητες εξωτερικών φωτονίων οδηγούν το σύστημα προς την αντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή ενισχύουν το ρόλο των γραμμικών διαδικασιών απορρόφησης. Πρώτοι αριθμητικοί υπολογισμοί (32) δείχνουν ότι η τάση αυτή διατηρείται, αν κάποιος αντικαταστήσει τις μονοενεργητικές κατανομές σωματιδίων με κατανομές νόμου δύναμης που είναι αστροφυσικά πιο συναφείς.

Τέλος, ως ένα παράδειγμα αστροφυσικού ενδιαφέροντος, χρησιμοποιήσαμε τον αριθμητικό κώδικα που περιγράφηκε στην §5, ο οποίος μπορεί να αντιμετωπίσει αυτοσυνεπώς την μη-γραμμική ανάπτυξη των ΗΜ καταιγισμών και της ψύξης των πρωτονίων, προκειμένου να μοντελοποιήσουμε την εκπόμπη TeV ακτίνων  $\gamma$  του blazar 3C 279. Δείξαμε ότι αποδεκτά φητ μπορούν να αποκτηθούν μόνο για αρκετά υψηλές τιμές του παράγοντα Doppler ( $\delta \gtrsim 20$ ), δεδομένων τυπικών τιμών του μαγνητικού πεδίου στο πλαίσιο των αδρονικών μοντέλων ( $B \simeq 10 - 60$  G). Παρόλα αυτά, αυτό αποτελεί μόνο ένα ενδεικτικό παράδειγμα πιθανών εφαρμογών της αστάθειας

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΪΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΏΤΗΣΗΣ

---

αυτόματης απορρόφησης. Προφανώς μια λεπτομερής μελέτη του χώρου των παραμέτρων είναι απαραίτητη προτού δώσουμε ακριβείς τιμές για το φη. Μια ακόμη πιθανή εφαρμογή είναι η μελέτη της εγγενούς μεταβλητότητας του συστήματος σε περιπτώσεις που η ίδια η πηγή είναι μεταβλητή.

Η υπερκρίσιμότητα η οποία σχετίζεται με το μηχανισμό ανατροφοδότησης που μελετήθηκε στην παρούσα εργασία δεν είναι με κανένα τρόπο η μοναδική που μπορεί να αναπτυχθεί σε αδρονικά συστήματα. Αν κάποιος αντικαθιστούσε τις φωτοπιονικές αλληλεπιδράσεις με έναν άλλο μηχανισμό παραγωγής ακτίνων γ, π.χ. σύγχροτρον ακτινοβολία πρωτονίων, και μελετούσε το αντίστοιχο βρόγχο ανατροφοδότησης όπως περιγράφηκε στην §1, θα έβρισκε και πάλι τιμές για τις οποίες το σύστημα θα γινόταν υπερκρίσιμο. Παρόλα αυτά, οι ακριβείς τιμές που θα οδηγούσαν στην μετάβαση από την υποκρίσιμη στην υπερκρίσιμη περιοχή καθώς και οι λεπτομέρειες της μετάβασης αυτής καθεαυτής, θα διέφεραν από αυτές που παρουσιάστηκαν στην παρούσα εργασία λόγω των διαφορετικών ενεργών διατομών, των συνθηκών κατωφλίου και άλλα. Επιπλέον, δεν μπορούμε να αποκλείσουμε την ύπαρξη άλλων βρόγχων που λειτουργούν σε αδρονικά συστήματα – βλέπε (64), (32). Στην πραγματικότητα, περισσότεροι από ένας μηχανισμοί ανατροφοδότησης μπορούν να λειτουργούν ταυτόχρονα σε ένα πιο 'ρεαλιστικό' αδρονικό σύστημα. Για το λόγο αυτό, μια ενδελεχής μελέτη του χώρου των παραμέτρων απαιτεί τη χρήση του αριθμητικού κώδικα όπως περιγράφηκε στην §5 και θα αποτελέσει το θέμα μιας μελλοντικής εργασίας. Σε κάθε περίπτωση, δείξαμε ότι τα αδρονικά μοντέλα αποτελούν ένα ακόμη παράδειγμα στην λίστα των δυναμικών συστημάτων και ως τέτοιο χρίζει περεταίρω διερεύνησης.

## 2.8 Παραρτήματα

### A:Μελέτη ευστάθειας της τετριμμένης λύσης της σταθερής κατάστασης του συστήματος

Θεωρήστε το σύστημα εξισώσεων (S)

$$\dot{x} = -x + An_{\text{ex}}z + Az y - C_h y x \quad (2.51)$$

$$\dot{y} = -y + C_s y x \quad (2.52)$$

$$\dot{z} = Q_{\text{po}} - \frac{z}{\tau_p} - \sigma_{p\gamma}^0 n_{\text{ex}} z - \sigma_{p\gamma}^0 z y \quad (2.53)$$

όπου οι μεταβλητές  $(x, y, z)$  αντιστοιχούν στις  $(n_h, n_s, n_p)$ . Τα σημεία ισορροπίας του συστήματος,  $P_i(x_0^{(i)}, y_0^{(i)}, z_0^{(i)})$  με  $i = 1, 2, 3$ , μπορεί να βρεθούν με το να θέσει κανείς  $\dot{x} = \dot{y} = \dot{z} = 0$ . Το πρώτο σημείο ισορροπίας δεν είναι τίποτα άλλο παρά η τετριμμένη λύση σταθερής κατάστασης του συστήματος, στην περίπτωση όπου δεν υφίσταται η αυτόματη απορρόφηση φωτονίων :

$$x_0^{(1)} = An_{\text{ex}} \frac{Q_{\text{po}}}{G_p} \quad (2.54)$$

$$y_0^{(1)} = 0 \quad (2.55)$$

$$z_0^{(1)} = \frac{Q_{\text{po}}}{G_p}. \quad (2.56)$$

Τα άλλα δύο σημεία ισορροπίας περιγράφονται από  $x_0^{(2),(3)} = 1/C_s$  και  $z_0^{(2),(3)} = \frac{Q_{\text{po}}}{G_p + \sigma_{p\gamma}^0 y_0^{(2),(3)}}$ , όπου  $y_0^{(2),(3)}$  είναι οι πραγματικές ρίζες της εξίσωσης

$$y^2 + y \left( \frac{G_p}{\sigma_{p\gamma}^0} + \frac{1}{C_h} - \frac{Q_{\text{po}} A C_s}{\sigma_{p\gamma}^0 C_h} \right) + \frac{G_p - Q_{\text{po}} An_{\text{ex}} C_s}{\sigma_{p\gamma}^0 C_h} = 0. \quad (2.57)$$

Κάνουμε την σύμβαση ότι  $y_0^{(2)}$  είναι η θετική πραγματική ρίζα η οποία έχει και φυσικό νόημα. Είναι ενδιαφέρον να εξετάσει κανείς τη συμπεριφορά του συστήματος όταν αυτό διαταραχθεί λίγο από την σταθερή αυτή κατάσταση, δηλαδή όταν,  $x = x_0^{(1)} + x', y = y', z = z_0^{(1)} + z'$ . Για το σκοπό αυτό γραμμικοποιούμε το σύστημα εξισώσεων (S) ως προς τις διαταραγμένες ποσότητες:

$$\dot{x}' = -x' + (Az_0^{(1)} - C_h x_0^{(1)})y' + An_{\text{ex}} z' \quad (2.58)$$

$$\dot{y}' = (-1 + C_s x_0^{(1)})y' \quad (2.59)$$

$$\dot{z}' = -\sigma_{p\gamma}^0 z_0^{(1)} y' - G_p z'. \quad (2.60)$$

Η δεύτερη εξίσωση, επειδή δεν είναι συζευγμένη με τις άλλες δύο, μπορεί εύκολα να λυθεί. Βρίσκουμε λοιπόν ότι η ποσότητα  $y'$  αυξάνεται ή μειώνεται εκθετικά ως  $y'(\tau) = y'(0)e^{s\tau}$  ανάλογα με το πρόσημο της ποσότητας  $s = -1 + C_s x_0^{(1)}$ . Αρχικά υποθέτουμε ότι  $s < 0$ . Σε αυτή την περίπτωση βρίσκουμε ότι  $y' \rightarrow 0$  για  $\tau \gtrsim 1/s$  και οι τρεις γραμμικοποιημένες εξισώσεις εκφυλίζονται σε δύο. Ο πίνακας του δυοδιάστατου πλέον συστήματος εξισώσεων γράφεται ως:

$$M_1 = \begin{pmatrix} -1 & An_{\text{ex}} \\ 0 & -G_p \end{pmatrix}$$

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΙΑΓ΄ΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚ΄ΩΝ ΠΗΓ΄ΩΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚ΄ΩΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜ΄ΩΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔ΄ΟΤΗΣΗΣ

---

όπου η ορίζουσα  $\Delta(M_1) = G_p > 0$  και το ίχνος  $\text{Tr}(M_1) = -1 - G_p < 0$ . Επομένως, στην περίπτωση αυτή το σημείο  $P_1$  είναι ευσταθές. Αυτή η απλή ανάλυση δεν μπορεί να εφαρμοστεί και στην περίπτωση όπου  $s > 0$ . Παρόλα αυτά, μπορεί εύκολα ναδειχθεί ότι και οι δύο ποσότητες  $it$  και  $z'$  συμπεριφέρονται ως  $\propto e^{st}$  για αρκετά μεγάλους χρόνους. Επομένως, σε αυτή την περίπτωση οι διαταραχές σε όλες τις ποσότητες αυξάνονται με τον χρόνο και το σημείο  $P_1$  μπορεί να χαρακτηριστεί ως ασταθές.

### B: Μελέτη ευστάθειας της μη τετριμμένης στάσιμης λύσης του συστήματος

Γενικά, η τοπολογία ενός διανυσματικού πεδίου γύρω από τα σημεία ισορροπίας του μπορεί να μελετηθεί μέσω του Ιακωβιανού πίνακα του διανυσματικού πεδίου στα αντίστοιχα σημεία. Επιπλέον, η ταξινόμηση των σταθερών σημείων σε διάφορες κατηγορίες μπορεί να γίνει μέσω της μελέτης των ιδιοτιμών/ιδιοανυσμάτων του Ιακωβιανού πίνακα. Αυτού του είδους η ανάλυση χρησιμοποιείται ευρέως σε διανυσματικά πεδία δύο διαστάσεων και οδηγεί σε μερικούς μόνο τύπους σταθερών σημείων. Αυτό, ωστόσο, δεν ισχύει για συστήματα τριών διαστάσεων, όπου η ταξινόμηση των σταθερών σημείων σε διάφορους τύπους είναι πιο περίπλοκη. Στην παρούσα εργασία υιοθετήσαμε την ταξινόμηση που παρουσιάζεται από τους (125).

Εδώ εφαρμόζουμε την ανάλυση ιδιοτιμών στο τρισδιάστατο διανυσματικό πεδίο  $\mathbf{v} = (\dot{n}_h, \dot{n}_s, \dot{n}_p)^T$ . Θεωρούμε την δεύτερη μη τετριμμένη λύση του συστήματος S2. Επομένως, το σετ εξισώσεων (S2) μετά την γραμμικοποίηση γύρω από το σημείο  $P_2$  μπορεί να γραφεί στη μορφή

$$\begin{pmatrix} \dot{n}_h \\ \dot{n}_s \\ \dot{n}_p \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} n_h \\ n_s \\ n_p \end{pmatrix}$$

όπου ο πίνακας  $M_2$  δίνεται από

$$M_2 = \begin{pmatrix} -1 - C_h y_0^{(2)} & A z_0^{(2)} - C_h x_0^{(2)} & A(n_{ex} + y_0^{(2)}) \\ C_s y_0^{(2)} & 0 & 0 \\ 0 & -\sigma_{p\gamma}^0 z_0^{(2)} & -(G_p + \sigma_{p\gamma}^0 y_0^{(2)}) \end{pmatrix}.$$

Οι ιδιοτιμές του παραπάνω πίνακα είναι οι ρίζες του χαρακτηριστικού πολωνύμου

$$P(\lambda) = \lambda^3 + a_1 \lambda^2 + a_2 \lambda + a_3, \quad (2.61)$$

όπου

$$a_1 = -\text{Tr}(\mathbf{M}_2) \quad (2.62)$$

$$a_2 = \left(1 + C_h y_0^{(2)}\right) \left(G_p + \sigma_{p\gamma}^0 y_0^{(2)}\right) - C_s y_0^{(2)} \left(A z_0^{(2)} - C_h / C_s\right) \quad (2.63)$$

$$a_3 = C_s y_0^{(2)} \left[ A \sigma_{p\gamma}^0 z_0^{(2)} \left(n_{\text{ex}} + y_0^{(2)}\right) - \left(A z_0^{(2)} - C_h / C_s\right) \left(G_p + \sigma_{p\gamma}^0 y_0^{(2)}\right) \right]. \quad (2.64)$$

Ο αριθμός των πραγματικών και μιγαδικών ριζών της εξίσωσης  $P(\lambda) = 0$  μπορεί να καθοριστεί, εάν γνωρίζει κανείς το πρόσημο των σταθερών  $a_1, a_2, a_3$ . Για τιμές που είναι σχετικές με το φυσικό πρόβλημα που εξετάζουμε, βρίσκει κανείς ότι είτε και οι τρεις σταθερές είναι θετικές ή ότι μόνο η  $a_2$  είναι αρνητική. Στην πρώτη περίπτωση το πολυώνυμο έχει τρεις αρνητικές πραγματικές ρίζες ή μία αρνητική πραγματική και δύο συζυγείς μιγαδικές, ενώ στην δεύτερη περίπτωση υπάρχει πάντοτε μία αρνητική πραγματική ρίζα και δύο συζυγείς μιγαδικές με θετικό πραγματικό μέρος.

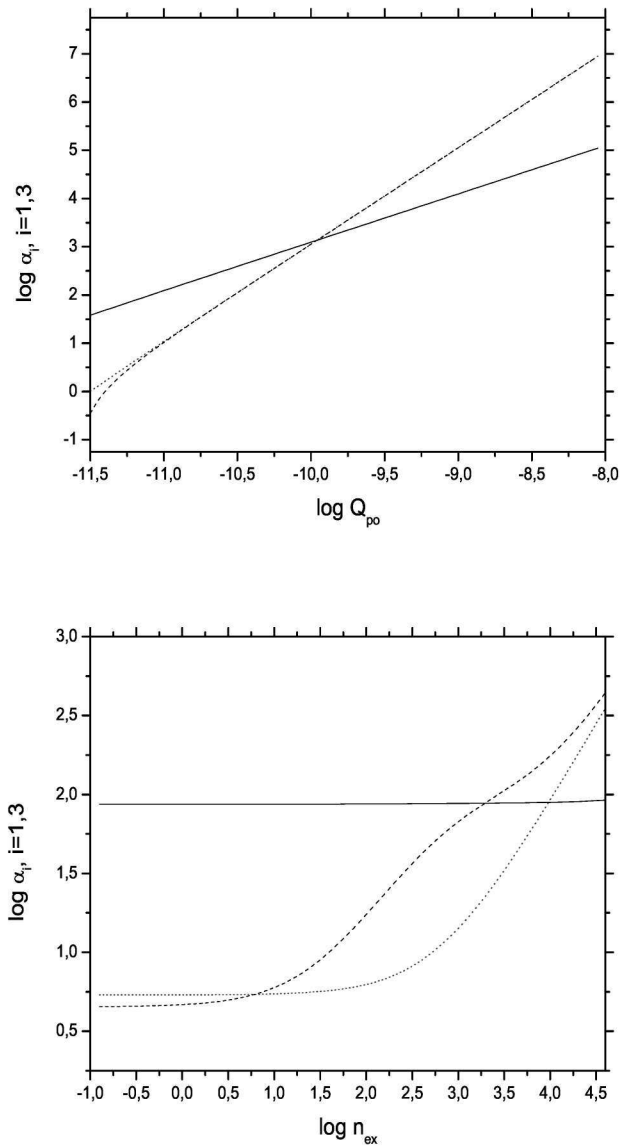
Το Σχ. 2.22 δείχνει την εξάρτηση των σταθερών  $a_i$  από τα  $Q_{p0}$  και  $n_{\text{ex}}$ . Εφόσον έχει χρησιμοποιηθεί λογαριθμική κλίμακα, οι αρνητικές τιμές της σταθεράς  $a_2$  δεν παρουσιάζονται.

## Γ: Εξαγωγή της έκφρασης για την κρίσιμη συμπαγότητα ακτίνων $\gamma$

Ας υποθέσουμε ότι υψηλής ενέργειας φωτόνια εισέρχονται σε μια σφαιρική πηγή με έναν σταθερό ρυθμό  $Q_h^{\text{inj}}$  ο οποίος αντιστοιχεί στην συμπαγότητα  $\ell_h^{\text{inj}}$ . Θεωρούμε, επίσης, ότι δεν υπάρχουν αρχικά χαμηλής ενέργειας φωτόνια στην πηγή. Η αυτόματη απορρόφηση των υψηλής ενέργειας φωτονίων είναι δυνατή εάν η εισερχόμενη συμπαγότητα αυτών ξεπεράσει κάποια συγκεκριμένη τιμή. Σε αυτή την περίπτωση, ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων παράγονται αυθόρμητα στην πηγή, εκπέμποντας ακτινοβολία σύγχροτρον. Τα υψηλής ενέργειας φωτόνια υφίστανται περαιτέρω απορρόφηση στα προαναφερθέντα χαμηλής ενέργειας φωτόνια σύγχροτρον και ένας μη γραμμικός βρόγχος διαδικασιών αρχίζει να λειτουργεί. Οι εξισώσεις που περιγράφουν το

## 2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΑΓΨΩΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΨΝ ΠΗΓΨΝ ΠΑΡΟΥΣΨΑ ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΨΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΨΝ ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΨΤΗΣΗΣ

---



**Σχήμα 2.22:** Εξάρτηση των σταθερών του χαρακτηριστικού πολυωνύμου  $P(\lambda)$  από το  $Q_{po}$  για  $n_{ex} = 2$  (επάνω πλαίσιο) και από την  $n_{ex}$  για  $\log Q_{po} = -11.15$  (κάτω πλαίσιο), για ένα εύρος τιμών σχετικών με το φυσικό πρόβλημα. Και στα δύο πλαίσια, οι συνεχείς, διακεκομμένες και στικτές γραμμές αναπαριστούν τις σταθερές  $a_1$ ,  $a_2$  και  $a_3$  αντίστοιχα.

παραπάνω φυσικό σύστημα μπορούν να γραφούν στην ακόλουθη μορφή:

$$\dot{n}_h = Q_h^{\text{inj}} - n_h - C_h n_s n_h \quad (2.65)$$

$$\dot{n}_s = -n_s + C_s n_s n_h, \quad (2.66)$$

όπου οι σταθερές  $C_h$  και  $C_s$  ορίζονται στην εξίσωση (2.33).

Υπάρχει η τετριμμένη στάσιμη λύση του συστήματος (2.66):  $\bar{n}_h = Q_h^{\text{inj}}$ ,  $\bar{n}_s = 0$ , η οποία αντιστοιχεί στην ελεύθερη διάδοση των ακτίνων  $\gamma$  στην πηγή, όπου, επιπλέον, δεν υπάρχουν ζεύγη και χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Ο Ιακωβιανός πίνακας που υπολογίζεται για αυτή τη σταθερή λύση έχει δύο πραγματικές ιδιοτιμές. Για  $Q_h^{\text{inj}} < 1/C_s$  είναι και οι δύο αρνητικές. Επομένως, η λύσης είναι ευσταθής. Επιπλέον, σε αυτή την περίπτωση το σύστημα δεν περιγράφεται από κάποια άλλη φυσικά αποδεκτή λύση, δηλαδή με  $n_s > 0$ . Παρόλα αυτά, αν  $Q_h^{\text{inj}} > 1/C_s$  μία από τις ιδιοτιμές γίνεται θετική και η λύση με μηδενική πυκνότητα χαμηλοενεργειακών φωτονίων είναι πλέον ασταθής. Ακόμα και μια μικρή διαταραχή στην αρχικά ‘μηδενική’ πυκνότητα των χαμηλοενεργειακών φωτονίων είναι αρκετή για την περαιτέρω αύξηση της. Σε αυτή την περίπτωση, εμφανίζεται και δεύτερη στάσιμη λύση του συστήματος (2.66). Αυτή είναι  $\bar{n}_h = 1/C_s$ ,  $\bar{n}_s = (Q_h^{\text{inj}} - \bar{n}_h)/C_h \bar{n}_h$  και κανείς μπορεί να δείξει ότι αυτή είναι ευσταθής, καθώς και οι δύο ιδιοτιμές του αντίστοιχου Ιακωβιανού πίνακα είναι αρνητικές. Συνοψίζοντας, η κρίσιμη τιμή του ρυθμού παραγωγής φωτονίων είναι  $1/C_s$ , η οποία αντιστοιχεί στην κρίσιμη συμπαγότητα

$$\ell_h^{\text{cr}} = \frac{\epsilon_h}{3C_s}. \quad (2.67)$$



**2. ΧΡΟΝΙΚΉ ΜΕΤΑΒΛΗΤΌΤΗΤΑ ΣΥΜΠΛΑΓΏΝ  
ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΏΝ ΠΗΓΏΝ ΠΑΡΟΥΣΊΑ  
ΛΕΠΤΟΑΔΡΟΝΙΚΏΝ ΜΗΧΑΝΙΣΜΏΝ  
ΑΝΑΤΡΟΦΟΔΌΤΗΣΗΣ**

---

## Κεφάλαιο 3

# Μοντέλα ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων για ενεργούς γαλαξίες: η περίπτωση του κβάζαρ 3C 279

### 3.1 Εισαγωγή

Οι μπλείζαρς (blazars), μια υποκατηγορία Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων, εκπέμπουν μη θερμική, άκρως μεταβλητή ακτινοβολία σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Σύμφωνα με το συνηθισμένο σενάριο, τα σωματίδια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες στους πίδακες αυτών των αντικειμένων, των οποίων ο άξονας σχηματίζει μικρή γωνία με την διεύθυνση παρατήρησης, με άλλα λόγια, οι πίδακες αυτοί είναι στραμμένοι μετωπικά προς τον παρατηρητή και η ροή αυτών είναι σχετικιστική. Για το λόγο αυτό, η εκπεμπόμενη ακτινοβολία από το υλικό του πίδακα ενισχύεται σχετικιστικά.

Ο λεπτομερής σχηματισμός μοντέλων βάσει παρατηρήσεων, ειδικά στις περιοχές ακτίνων  $\gamma$  και ακτίνων  $X$ , καθιστά δυνατή την εκτίμηση των φυσικών παραμέτρων της περιοχής της εκπομπής. Έτσι, ποσότητες όπως το μέγεθος της πηγής, η ένταση του μαγνητικού πεδίου, ο παράγοντας Lorentz της ροής και η πυκνότητα ενέργειας των σωματιδίων είναι θέμα ρουτίνας να υπολογιστούν. Επιπλέον, από τις τιμές αυτών των ποσοτήτων κάποιος μπορεί να εκτιμήσει τις ροές των σχετικιστικών σωματιδίων

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΪΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΫΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΪΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---

και Poynting και να τις χρησιμοποιήσει ώστε να κάνει συγκρίσεις, για παράδειγμα, με την λαμπρότητα Eddington της πηγής, συνδέοντας έτσι την ενεργητική των μελανών οπών με την ισχύς των πιδάκων.

Μια μεγάλη αβεβαιότητα στη μοντελοποίηση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι η φύση των ακτινοβολούντων σωματιδίων. Αν και φαίνεται να υπάρχει ομοφωνία ότι η εκπομπή από τα ραδιοκύματα ως τις ακτίνες Χ προέρχεται από την ακτινοβολία σύγχροτρον ενός πληθυσμού σχετικιστικών ηλεκτρονίων, υπάρχουν ακόμα ανοικτά ερωτήματα σχετικά με την εκπομπή ακτίνων γ αυτών των αντικειμένων. Μιλώντας ευρέως, τα μοντέλα χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, τα λεπτονικά (π.χ. (30, 31, 71)) που υποθέτουν πως τα ίδια ηλεκτρόνια που ακτινοβολούν στις χαμηλότερες συχνότητες μέσω σύγχροτρον παράγουν τις ακτίνες γ μέσω αντίστροφου σχεδασμού Compton και τα αδρονικά ((70, 81; )) που υποθέτει πως ένας επιπλέον πληθυσμός σχετικιστικών πρωτονίων παράγει την ακτινοβολία υψηλής ενέργειας ως αποτέλεσμα ηλεκτρομαγνητικών και φωτοαδρονικών διαδικασιών.

Λόγω των πολύ διαφορετικών μηχανισμών ακτινοβολίας που εμπλέκονται, οι δύο κατηγορίες μοντέλων μπορεί να οδηγήσουν σε πολύ διαφορετικές τιμές για τις παραμέτρους της πηγής. Έτσι, για παράδειγμα, τα συνήθη λεπτονικά μοντέλα σύγχροτρον self-Compton απαιτούν μαγνητικά πεδία χαμηλής έντασης, που κυμαίνονται από  $B \simeq 0.01 - 1 \text{ G}$  για αντικείμενα high synchrotron-peaked BL Lacs (HBL) (84, 124) μέχρι και  $B \simeq 1 - 10 \text{ G}$  για κβάζαρ με επίπεδο φάσμα ραδιοκυμάτων (Flat Spectrum Radio Quasars or FSRQ), και χαμηλή ισχύς πίδακα ( $\simeq 10^{47}$  εργ/σεκ) (π.χ. (22)). Από την άλλη, οι αντίστοιχες τιμές για τα αδρονικά μοντέλα είναι υψηλότερες κατά δύο ή τρεις τάξεις μεγέθους (π.χ. (16, 102)). Ενώ και τα δύο μπορούν να εξηγήσουν σχετικά καλά τις παρατηρήσεις, έχουν και τα δύο κάποια προβλήματα. Για παράδειγμα, έχει υποστηριχθεί ότι ένα πρόβλημα των λεπτονικά μοντέλα είναι οι μεγάλες τιμές του λόγου μεταξύ της απαιτούμενης πυκνότητας ενέργειας των σχετικιστικών ηλεκτρονίων ως προς την μαγνητική, υπονοώντας μεγάλες αποκλίσεις από την κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας. Από την άλλη, τα αδρονικά μοντέλα υποθέτουν ισχύς πίδακα οι οποία μπορεί να είναι υπερβολικά υψηλή, ειδικά όταν συγκριθεί με την λαμπρότητα προσαύξησης.

Σε προηγούμενη εργασία (95) έχουμε επιχειρηματολογήσει ότι η αυτόματη απορρόφηση ακτίνων γ, δηλαδή ένας βρόγχος διαδικασιών που έχει ως αποτέλεσμα την αυθόρμητη απορρόφηση ακτίνων γ συνοδευόμενη από παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων και χαμηλοενεργειακής ακτινοβολίας, μπορεί να παίξει ση-

μνατικό ρόλο στα υπάρχοντα μοντέλα για τις πηγές εκπομπής υψηλών ενεργειών. Η δυνατότητα εφαρμογής της σε μια οποιαδήποτε συμπαγή περιοχή που εκπέμπει ακτίνες  $\gamma$ , την κάνει σχετική τόσο με τα λεπτονικά όσο και με τα αδρονικά μοντέλα· το γεγονός, ωστόσο, ότι η απορρόφηση απαιτεί σχετικά υψηλής έντασης μαγνητικά πεδία την κάνει περισσότερο σχετική με τα αδρονικά. Στην παρούσα εργασία επανεξετάζουμε το αδρονικό μοντέλο, λαμβάνοντας υπόψη τις επιπτώσεις της μη γραμμικής απορρόφησης ακτίνων  $\gamma$ . Αυτό, όπως θα δείξουμε, έχει ως αποτέλεσμα να αποκλειστούν αρκετά σετ παραμέτρων τα οποία σε άλλη περίπτωση θα έδιναν καλές εφαρμογές (φίτ) στις παρατηρήσεις, καθώς η μη γραμμική αύξηση των ηλεκτρομαγνητικών (HM) καταγισμών μεταβάλλει δραστικά το παραγόμενο φάσμα σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων.

Ως ένα τυπικό παράδειγμα επικεντρωνόμαστε στον κβάζαρ 3C 279, ο οποίος είχε εντοπιστεί για πρώτη φορά σε ακτίνες  $\gamma$  πολύ υψηλής ενέργειας (VHE) ( $> 100$  GeV) από το τηλεσκόπιο MAGIC (68) και έκτοτε παραμένει η πιο μακρινή πηγή ακτίνων  $\gamma$  VHE με μια καλά μετρημένη ερυθρομετατόπιση. Τόσο τα λεπτονικά όσο και τα (λεπτο)αδρονικά μοντέλα έχουν εφαρμοστεί (16) σε ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες και έχει σημειωθεί ότι τα τελευταία απαιτούν το σύστημα να είναι αρκετά μακριά από την κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας.

Στην παρούσα εργασία μοντελοποιούμε μόνο το VHE μέρος του φάσματος χρησιμοποιώντας ένα μοντέλο ακτινοβολίας πρωτονίων σύγχροτρον για μπλέιζαρς και χρησιμοποιούμε τα ταυτόχρονα δεδομένα ακτίνων  $X$  (δείτε π.χ. (23)) ως ένα άνω όριο· η μοντελοποίηση του πλήρους πολυχυματικού φάσματος απαιτεί έναν αρχικό λεπτονικό πληθυσμό που ακτινοβολεί στις ενεργειακές περιοχές των υπερύθρων/ακτίνων  $X$ . Υποθέτουμε πως οι παράμετροι που περιγράφουν τον λεπτονικό αυτό πληθυσμό μπορούν πάντα να καθοριστούν. Δείχνουμε πως μπορεί κανείς να εξάγει ένα κατώτερο όριο για τον παράγοντα Doppler της περιοχής εκπομπής απλά συνδυάζοντας (1) τις τιμές τις λαμπρότητας των πρωτονίων και τον παράγοντα Doppler για δεδομένο μαγνητικό πεδίο που παρέχουν ένα καλό φίτ στα δεδομένα του MAGIC και (2) το γεγονός ότι για υψηλές τιμές της εισερχόμενης συμπαγότητας των πρωτονίων η απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  γίνεται μη γραμμική οδηγώντας σε υπερπαραγωγή φωτονίων χαμηλότερης ενέργειας και συνεπώς παραβιάζοντας τις παρατηρήσεις ακτίνων  $X$  ακόμα και με την απουσία λεπτονικής συνιστώσας. Δείχνουμε επίσης ότι η ελάχιστη δυνατή τιμή του παράγοντα Doppler είναι σε μεγάλο βαθμό ανεξάρτητη του μαγνητικού πεδίου και αυτό έχει κάποιες ενδιαφέρουσες συνέπειες για το ενεργειακό

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---

περιεχόμενο του κβάζαρ 3C 279.

Η εργασία έχει την ακόλουθη δομή. Στην §5.2 δίνουμε κάποιες απλές, ποιοτικές εκτιμήσεις για τις επιπτώσεις της απορρόφησης στην μοντελοποίηση των πολυκυματικών παρατηρήσεων από μπλείζαρς, στην §5.3 εφαρμόζουμε τις αναλυτικές μας εκτιμήσεις, χρησιμοποιώντας έναν αριθμητικό κώδικα, στον κβάζαρ 3C 279 και καταλήγουμε στην §5.4 με μια συζήτηση των αποτελεσμάτων μας. Τα αριθμητικά αποτελέσματα έχουν εξαχθεί στα πλαίσια της κοσμολογίας  $\Lambda$ CDM με  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.3$  και  $\Omega_\Lambda = 0.7$ . Η ερυθρομετατόπιση  $z = 0.536$  του 3C 279 αντιστοιχεί σε απόσταση λαμπρότητας  $D_L = 3.08 \text{ Gpc}$ .

## 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

Σε αυτήν την ενότητα θα δικαιολογήσουμε την ύπαρξη ενός ελάχιστου παράγοντα Doppler χρησιμοποιώντας αναλυτικές εκφράσεις στο απλούστερο δυνατό πλαίσιο εργασίας. Θα εξάγουμε επίσης και την συναρτησιακή εξάρτηση των διαφόρων φυσικών ποσοτήτων από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, όπως της πυκνότητας σωματιδίων και της παρατηρούμενης ισχύς του πίδακα.

Θεωρούμε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας  $R$  που κινείται με παράγοντα Doppler  $\delta$  ως προς εμάς και περιέχει μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$ . Υποθέτουμε περαιτέρω ότι υπερ-σχετικιστικά πρωτόνια με κατανομή νόμου δύναμης με εκθέτη  $s$  εισέρχονται συνεχώς στην πηγή με ένα ρυθμό που δίνεται από

$$\tilde{Q}_p = \tilde{Q}_{po} \gamma_p^{-s} H(\gamma_p - \gamma_{\min}) H(\gamma_{\max} - \gamma_p), \quad (3.1)$$

όπου  $\gamma_{\min}$  και  $\gamma_{\max}$  κατώτερα και ανώτερα όρια της εισερχόμενης κατανομής αντίστοιχα και  $H(x)$  είναι η συνάρτηση βήματος Heaviside. Η σταθερά κανονικοποίησης  $\tilde{Q}_{po}$  σχετίζεται άμεσα με την συμπαγότητα εισροής πρωτονίων ως:

$$\ell_p = \tilde{Q}_{po} m_p c^2 \frac{\sigma_T R}{3t_{cr}} \frac{\gamma_{\min}^{-s+2} - \gamma_{\max}^{s+2}}{2 - s}, \quad (s \neq 2). \quad (3.2)$$

ή

$$\ell_p = \tilde{Q}_{po} m_p c^2 \frac{\sigma_T R}{3t_{cr}} \ln \left( \frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min}} \right), \quad (s = 2), \quad (3.3)$$

### 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

όπου  $t_{\text{cr}} = R/c$ . Αυτό μπορεί να συνδεθεί περαιτέρω με την εισερχόμενη λαμπρότητα πρωτονίων με την σχέση

$$L_p = \frac{4\pi R m_p c^3}{\sigma_T} \ell_p, \quad (3.4)$$

όπου  $\sigma_T$  είναι η ενεργός διατομή Thomson. Για να μπορέσουμε να ελαχιστοποιήσουμε τον αριθμό των ελεύθερων παραμέτρων κρατάμε σταθερά σε όλη την παρούσα εργασία τα ακόλουθα:  $\gamma_{\text{min}} = 1$ ,  $s = 2$  και  $R = 3 \times 10^{16}$  cm. Σημειώνουμε ότι στην αναλυτική μελέτη που ακολουθεί έχουμε χρησιμοποιήσει ρητά την παράμετρο  $R$ , παρόλο που συνδυάζει μια παρατηρούμενη ποσότητα, δηλαδή χαρακτηριστική χρονική κλίμακα μεταβολής  $t_{\text{var}}$  με τον παράγοντα Doppler  $\delta$ . Για αυτό, οι τιμές που προκύπτουν για το  $\delta$  σε όλη την παρούσα εργασία θα πρέπει να ελεγχθούν εκ των υστέρων ως προς την σχέση που επιβάλλει η μεταβλητότητα της πηγής

$$\delta \geq \frac{4R_{16}(1+z)}{t_{\text{days}}}, \quad (3.5)$$

όπου εδώ εδώ και στο εξής υιοθετήθηκε η σύμβαση  $Q_X \equiv Q/10^X$  σε μονάδες cgs, εκτός αν δηλωθεί κάτι διαφορετικό. Κάποιος θα μπορούσε αντ' αυτού να δουλέψει με το παρατηρούμενο μέγεθος  $t_{\text{var}}$  και να ενσωματώσει αυτό τον επιπλέον περιορισμό στην αναλυτική του/της προσέγγιση. Πιθανές επιπτώσεις των διαφόρων υιοθετημένων τιμών στα αποτελέσματά μας θα συζητηθούν αργότερα στο κεφάλαιο.

Τα πρωτόνια θα χάσουν ενέργεια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον, και φωτοαδρονικών διαδικασιών όπως έχουμε περιγράψει στο (95) και έτσι η συνάρτηση κατανομής πρωτονίων δίνεται από την λύση μιας χρονο-εξαρτώμενης κινητικής εξίσωσης που περιλαμβάνει την εισροή σωματιδίων με την μορφή της εξίσωσης (3.1) καθώς και τις απώλειες και την διαφυγή σωματιδίων. Επιπλέον, αφού οι διαδικασίες απώλειας θα δημιουργήσουν φωτόνια και ηλεκτρόνια, πρέπει κανείς να ακολουθήσει την εξέλιξη αυτών των δύο ειδών γράφοντας δυο επιπλέον κινητικές εξισώσεις για τις κατανομές αυτών. Η λύση του συστήματος των τριών συζευγμένων μερικών ολοκληρωδιαφορικών εξισώσεων που απορρέουν δίνει τις αντίστοιχες συναρτήσεις σωματιδιακών κατανομών και τα πολυκυματικά φάσματα εκπομπής μπορούν να υπολογιστούν με έναν άμεσο τρόπο. Η εικόνα που δίνεται παραπάνω είναι σχετικά πολύπλοκη και μπορεί να αντιμετωπιστεί μόνο αριθμητικά (δείτε ενότητα 3).

Σε αυτήν την περίπτωση, ωστόσο, όπου η ψύξη των πρωτονίων δεν παίζει κάποιον σημαντικό ρόλο συγκριτικά με την διαφυγή σωματιδίων, η αριθμητική πυκνότητα των πρωτονίων στην σταθερή κατάσταση δίνεται απλώς από

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

$$n_p(\gamma) = t_{cr} \tilde{Q}_{po} \gamma^{-s}, \text{ για } \gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max}, \quad (3.6)$$

όπου έχουμε υποθέσει ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος διαφυγής των πρωτονίων ισούται με το χρόνο διέλευσης. Επιπλέον, αφού μοντελοποιούμε μόνο τις VHE ακτίνες  $\gamma$  και όχι ολόκληρο το πολυκυματικό φάσμα, δεν υπάρχει ανάγκη να υπολογίσουμε την εξέλιξη των δευτερευόντων λεπτονίων που θα εκπέμπουν σε χαμηλότερες ενέργειες. Τα δεδομένα του τηλεσκοπίου MAGIC βρίσκονται πάνω από την συχνότητα των  $10^{25}$  Hz. Συγκεκριμένα, το φάσμα ακτίνων  $\gamma$  σε διάγραμμα  $\nu F_\nu$  έχει μέγιστο στα  $\epsilon_\gamma^{obs} = 100$  GeV ή ισοδύναμα στην συχνότητα  $\nu_\gamma^{obs} = 2 \times 10^{25}$  Hz<sup>1</sup>, το οποίο θα προσπαθήσουμε να μοντελοποιήσουμε με το φάσμα σύγχροτρον που εκπέμπεται από την κατανομή πρωτονίων της εξ. (3.6). Θα εστιάσουμε στην περίπτωση όπου η κατανομή των πρωτονίων δεν ψύχεται και το φάσμα σύγχροτρον έχει μέγιστο στην μέγιστη ενέργεια σύγχροτρον· αυτό υποθέτει πως  $t_{cool}(\gamma_{max}) > t_{cr}$ . Έτσι, η ανάλυσή μας είναι έγκυρη υπό την προϋπόθεση ότι

$$B^2 \gamma_{max} \lesssim 10^{13} R_{16}^{-1}. \quad (3.7)$$

Σε αυτό το πλαίσιο εργασίας αποκτούμε την πρώτη μας σχέση

$$\epsilon_\gamma^{obs} = C_1 \delta B \gamma_{max}^2, \quad (3.8)$$

όπου  $\epsilon_\gamma^{obs} = h\nu_\gamma^{obs}$  και  $C_1 = \hbar e / m_p c (1+z)$ . Η συνολική ισχύς εκπομπής σύγχροτρον ανά μονάδα συχνότητας στο σύστημα της περιοχής εκπομπής για την κατανομή πρωτονίων της εξ. (3.6) δίνεται από

$$P_\nu = \frac{\sqrt{3} e^3 N_p B}{m_p c^2 (s+1)} \Gamma\left(\frac{s}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{s}{4} - \frac{1}{12}\right) \left(\frac{2\pi m_p c}{3eB}\right)^{-(s-1)/2} \nu^{-(s-1)/2}, \quad (3.9)$$

όπου ο όρος που σχετίζεται με την γωνία κλίσης (pitch angle)  $(\sin \alpha)^{(s+1)/2}$  (π.χ. βλέπε εξ. (6.36) στο (110)) μπορεί με ασφάλεια να αγνοηθεί. Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφεί σε μια πιο συμπαγή μορφή ως

$$P_\nu = C_2 N_p B^{\frac{s+1}{2}} \nu^{-\frac{s-1}{2}}, \quad (3.10)$$

<sup>1</sup>Σε όλη την παρούσα εργασία οι ποσότητες με τον δείκτη “obs” θα αναφέρονται στο σύστημα του παρατηρητή, ενώ όλες οι υπόλοιπες ποσότητες αναφέρονται στο σύστημα ηρεμίας της περιοχής εκπομπής.

### 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

όπου

$$C_2 \approx \frac{2e^{7/2}}{\sqrt{6\pi}m_p^{3/2}c^{5/2}} \quad (3.11)$$

και  $N_p$  είναι ο συνολικός αριθμός ακτινοβολούντων πρωτονίων στην περιοχή, ο οποίος δίνεται από

$$N_p = t_{\text{cr}} V \tilde{Q}_{\text{po}} \left( \frac{1}{\gamma_{\text{min}}} - \frac{1}{\gamma_{\text{max}}} \right) \approx t_{\text{cr}} V \tilde{Q}_{\text{po}} \quad (3.12)$$

όπου έχει γίνει η προσέγγιση  $\gamma_{\text{max}}^{-1} \ll 1$ . Ο συνολικός αριθμός ακτινοβολούντων πρωτονίων μπορεί να εκφραστεί με όρους της ενεργειακής πυκνότητας αυτών  $u_p$  ως εξής

$$N_p = \frac{u_p V}{\ln(\gamma_{\text{max}}) m_p c^2}. \quad (3.13)$$

Στις παραπάνω εκφράσεις, οι οποίες έχουν εξαχθεί για  $\gamma_{\text{min}} = 1$  και  $s = 2$ , ο όγκος της σφαιρικής περιοχής εκπομπής είναι  $V \approx \pi R^3$ .

#### 3.2.1 Ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler

Συνδυάζοντας την εξίσωση (3.8) με την ολοκληρωμένη ισχύ σε όλες τις συχνότητες (εξίσωση 3.10) αποκτά κανείς την συνολική ισχύ σύγχροτρον στο συγκινούμενο σύστημα της περιοχής εκπομπής

$$L = 2C_2 N_p (\nu_{\gamma}^{\text{obs}})^{1/2} B^{3/2} \delta^{-1/2} \quad (3.14)$$

η οποία σχετίζεται με την συνολική παρατηρούμενη λαμπρότητα ακτίνων  $\gamma$ ,  $L_{\gamma}^{\text{obs}} \approx 10^{48}$  erg/s, μέσω της συνήθους σχέσης  $L_{\gamma}^{\text{obs}} = \delta^4 L$ . Αυτό μας οδηγεί στην δεύτερη σχέση

$$L_{\gamma}^{\text{obs}} = C'_2 u_p B^{3/2} \delta^{7/2}, \quad (3.15)$$

όπου  $C'_2 = 2C_2 V (\nu_{\gamma}^{\text{obs}})^{1/2} / \ln(\gamma_{\text{max}}) m_p c^2$ . Για μια συγκεκριμένη τιμή του μαγνητικού πεδίου βρίσκουμε την ακόλουθη σχέση αναλογίας

$$\delta \propto u_p^{-2/7} \propto \ell_p^{-2/7}, \quad (3.16)$$



### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒ'ΑΖΑΡ 3C 279

---

η οποία επαληθεύεται επίσης από την λεπτομερή αριθμητική ανάλυση (δείτε ενότητα 3.2). Σημειώνουμε ότι η αναλογία στην δεξιά μεριά της σχέσης (3.16) ευσταθεί μόνο αν το μαγνητικό πεδίο δεν είναι αρκετά ισχυρό για να προκαλέσει σημαντική ψύξη πρωτονίων λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον.

Ο μέγιστος παράγοντας Lorentz των πρωτονίων παραμένει ακαθόριστος ως εδώ. Ωστόσο, το γεγονός ότι η γυροακτίνα  $r_g$  των πρωτονίων θα πρέπει να είναι μικρότερη ή ίση με το μέγεθος της περιοχής εκπομπής  $R$  (53) θέτει ένα ισχυρό άνω όριο

$$\gamma_{\max} = \kappa \frac{eBR}{m_p c^2}, \quad (3.17)$$

όπου ο συντελεστής  $\kappa$  εκφράζει ποιο κλάσμα της ακτίνας  $R$  είναι η γυροακτίνα των σωματιδίων και παίρνει πάντα τιμές μικρότερες ή ίσες της μονάδας. Συνδυάζοντας την προηγούμενη σχέση με την εξ. (3.8) βρίσκουμε ένα κάτω όριο για τον συντελεστή Doppler

$$\delta \geq \delta_{\min} = C_3 B^{-3}, \quad (3.18)$$

όπου

$$C_3 = \frac{1}{C_1} \left( \frac{m_p c^2}{\kappa e} \right)^2 \frac{\epsilon_{\gamma}^{\text{obs}}}{R^2}. \quad (3.19)$$

Η αυτόματη απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  δεν έπαιξε κάποιο ρόλο στην εξαγωγή των σχέσεων που παρουσιάστηκαν έως εδώ. Μάλιστα, δεν θα παίζει κανένα ρόλο στην εξέλιξη του συστήματος αν το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ασθενές. Υπάρχει, με άλλα λόγια, μια απαραίτητη αλλά όχι επαρκής συνθήκη για την λειτουργία της αυτόματης απορρόφησης, η λεγόμενη *συνθήκη ανατροφοδότησης* - δείτε Κεφάλαιο 3 για περισσότερες λεπτομέρειες. Αυτή μπορεί να προκύψει από την απαίτηση ότι το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ώστε τα φωτόνια σύγχροτρον των ζευγών που παράγονται αυτόματα να βρίσκονται πάνω από το κατώφλι για περαιτέρω απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  (94, 95, 118). Αυτή η απαίτηση θέτει ένα κατώτερο όριο για το μαγνητικό πεδίο

$$B \geq 8B_{\text{cr}} \left( \frac{m_e c^2}{\epsilon_{\gamma}} \right)^3, \quad (3.20)$$

όπου  $B_{\text{cr}} = 4.4 \times 10^{13}$  G. Αν θέσουμε  $\epsilon_{\gamma} = \epsilon_{\gamma}^{\text{obs}}(z+1)\delta^{-1}$  και χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις (3.8) και (3.17) βρίσκουμε μια έκφραση για το μαγνητικό πεδίο  $B_q$ , κάτω

### 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

από το οποίο το κριτήριο ανατροφοδότησης δεν ικανοποιείται. Αυτό περιλαμβάνει μόνο φυσικές σταθερές εκτός από το μέγεθος της περιοχής εκπομπής  $R$  και τον συντελεστή  $\kappa$ :

$$B_q = (8B_{\text{cr}})^{1/10} \left( \frac{m_p m_e c^3}{\hbar e} \right)^{3/10} \left( \frac{m_p c^2}{e \kappa R} \right)^{3/5}. \quad (3.21)$$

Κανείς θα μπορούσε να εκφράσει το  $B_q$  με όρους του  $\gamma_{\text{max}}$  ως

$$B_q = (8B_{\text{cr}})^{1/4} \left( \frac{m_p m_e c^3}{\hbar e} \right)^{3/4} \gamma_{\text{max}}^{-3/2}. \quad (3.22)$$

Για να έχουμε μια εκτίμηση των μεγεθών, η παραπάνω έκφραση δίνει  $B_q \approx 3.5$  G για  $R = 3 \times 10^{16}$  cm και  $\kappa = 1$ .

Από την εξίσωση (3.15) γίνεται εμφανές ότι αν ο παράγοντας Doppler ελαττωθεί τότε η ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων ή η συμπαγότητά τους ισοδύναμα θα πρέπει να αυξηθεί ώστε να αποκτηθεί η ίδια παρατηρούμενη λαμπρότητα. Αν, ωστόσο, το κριτήριο ανατροφοδότησης ικανοποιείται, τότε η συμπαγότητα των πρωτονίων περιορίζεται εκ των άνω. Αυτό θέτει κατευθείαν ένα κατώτερο όριο στον παράγοντα Doppler. Προχωράμε στην συνέχεια στην εύρεση της ελάχιστης τιμής  $\delta_{\text{min}}$ . Στο Κεφάλαιο 3 αποκτήσαμε την αναλυτική έκφραση για την κρίσιμη συμπαγότητα των ακτίνων  $\gamma$  (ή δείτε στην εξίσωση (34) του(94)), η οποία θα αποδειχθεί πολύ χρήσιμη για τους αναλυτικούς υπολογισμούς μας

$$l_{\gamma, \text{cr}}^{\text{inj}} \approx C_4 B^{1/2} \delta^{-1/2}, \quad (3.23)$$

όπου  $C_4 = (2\epsilon_{\gamma}^{\text{obs}} / \sigma_0^2 B_{\text{cr}} m_e c^2)^{1/2}$  και  $\sigma_0 = 4/3$  είναι μια σταθερά κανονικοποίησης. Η συμπαγότητα ακτίνων  $\gamma$  ορίζεται ως  $\ell_{\gamma} = L \sigma_T / 4\pi R m_e c^3$ . Χρησιμοποιώντας την εξ. (3.14) χρησιμοποιώντας την συμπαγότητα των πρωτονίων  $\ell_p$  αντί του συνολικού αριθμού πρωτονίων  $N_p$  μπορούμε να ξαναγράψουμε τον προηγούμενο ορισμό ως εξής

$$\ell_{\gamma} = C_5 \ell_p B^{3/2} \delta^{-1/2}, \quad (3.24)$$

όπου

$$C_5 = \frac{6C_2 V (\nu_{\gamma}^{\text{obs}})^{1/2}}{4\pi R^2 m_e c^3 \ln(\gamma_{\text{max}})}. \quad (3.25)$$

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

**Πίνακας 3.1:** Εξάρτηση του ελάχιστου παράγοντα Doppler από την ένταση του μαγνητικού πεδίου για δύο οριακές περιπτώσεις που συζητούνται στο κείμενο.

	$B < B_q$	$B \geq B_q$
Όριο που τίθενται από	Κριτήριο Hillas	Αυτόματη απορρόφηση ακτίνων $\gamma$
$\delta_{\min} \propto$	$B^{-3}$	$B^{-1/7}$

Για να μπορέσουμε να αποφύγουμε την υπερπαραγωγή μαλακών φωτονίων που θα παραβίαζε το άνω όριο που θέτουν οι παρατηρήσεις ακτίνων  $X$  απαιτούμε ότι  $\ell_\gamma \leq \lambda_{\gamma, \text{cr}}^{\text{inj}}$ , όπου  $\lambda$  είναι αριθμητικός παράγοντας μεταξύ 1 και 10· η ακριβής τιμή μπορεί να υπολογιστεί μόνο αριθμητικά. Αυτή η απαίτηση καθορίζει μια μέγιστη συμπαγότητα πρωτονίων

$$\ell_{p, \text{max}} = \lambda \frac{C_4}{C_5} B^{-1}, \quad (3.26)$$

η οποία, όταν εισαχθεί στην εξ. (3.15), δίνει την ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler

$$\delta_{\min} = \left( \frac{L_\gamma^{\text{obs}} \sigma_T}{4\pi R \lambda m_e c^3 C_4} \right)^{2/7} B^{-1/7}. \quad (3.27)$$

Σημειώνουμε πως η τιμή  $\delta_{\min}$  που δίνεται από την παραπάνω εξίσωση είναι ένα αρκετά ισχυρό όριο, αφού εξαρτάται ασθενώς από τις φυσικές ποσότητες. Σημειώνουμε επίσης ότι ο ‘ασαφής’ αριθμητικός παράγοντας  $\lambda$  εμφανίζεται στην παραπάνω εξίσωση υψωμένος στην δύναμη  $-2/7$  και ως εκ τούτου δεν επηρεάζει σημαντικά την τιμή του  $\delta_{\min}$ . Τα αποτελέσματά μας συνοψίζονται στον πίνακα 7.1.

#### 3.2.2 Συνθήκες για ισοκατανομή ενέργειας

Οι εκτιμήσεις για την ένταση του μαγνητικού πεδίου σε περίπτωση ισοκατανομής της ενέργειας με τα σχετικιστικά σωματίδια που βρίσκονται εντός μιας σχετικιστικά κινούμενης περιοχής εκπομπής είναι συνήθεις στην βιβλιογραφία και βασίζονται στη μοντελοποίηση του φάσματος στις χαμηλές συχνότητες (ραδιοκύματα) με βάση την εκπομπή σύγχροτρον μιας κατανομής ηλεκτρονίων που ακολουθεί νόμο δύναμης

### 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

(87). Εδώ εξάγουμε μια αντίστοιχη έκφραση βασιζόμενοι σε ένα μοντέλο ακτινοβολίας σύγχροτρον από σχετικιστικά πρωτόνια. Με άλλα λόγια, αντικαθιστούμε την κατανομή νόμου δύναμης των ηλεκτρονίων με πρωτόνια και τα ραδιοκύματα με VHE παρατηρήσεις ακτίνων  $\gamma$ . Από την εξίσωση (3.15) βρίσκουμε ότι η ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων στο σύστημα ηρεμίας της περιοχής εκπομπής δίνεται από

$$u_p = AB^{-3/2}\delta^{-7/2}, \quad (3.28)$$

όπου  $A = L_\gamma^{\text{obs}} C_2'^{-1}$ . Υποθέτοντας ότι η ενεργειακή πυκνότητα των δευτερογενών λεπτονίων είναι ασήμαντη σε σχέση με αυτή των πρωτονίων, μπορούμε να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο σε κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας  $B_{\text{eq}}$ :

$$B_{\text{eq}} = (8\pi A)^{2/7} \delta^{-1} \quad (3.29)$$

ή

$$B_{\text{eq}} = 718 L_{\gamma,48}^{\text{obs}} R_{16}^{-6/7} (\nu_{\gamma,25}^{\text{obs}})^{-1/7} \ln(\gamma_{\text{max},10}) \delta^{-1} \text{ Γ}. \quad (3.30)$$

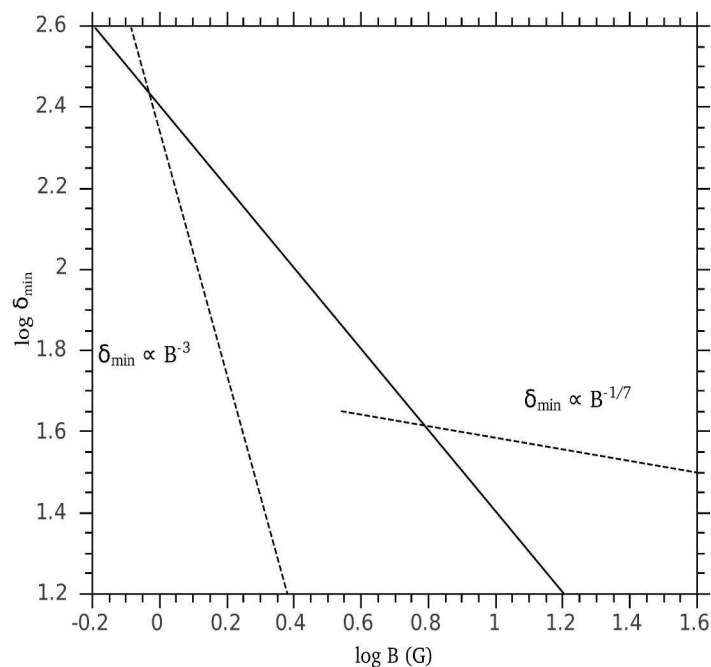
Η παραπάνω έκφραση, εκτός από την αριθμητική σταθερά, είναι πανομοιότυπη με αυτήν που βρήκαμε χρησιμοποιώντας τα επιχειρήματα ισοκατανομής στο πλαίσιο του λεπτονικού μοντέλου (δείτε π.χ. εξίσωση (A7) στο (49)). Στην προηγούμενη υποενότητα βρέθηκε ότι ο παράγοντας Doppler της περιοχής εκπομπής έχει μια ελάχιστη τιμή  $\delta_{\text{min}}$  και βρέθηκε επίσης και η συναρτησιακή του εξάρτηση από το  $B$ . Κάποιος μπορεί ως εκ τούτου να ερευνήσει αν το σύστημα μπορεί να βρεθεί σε κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας με την απαίτηση ότι  $\delta = \delta_{\text{min}}$  και σε αυτήν την περίπτωση να υπολογίσει το  $B_{\text{eq}}$  χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.30).

Το σχήμα 3.1 απεικονίζει το  $\delta_{\text{min}}(B)$ , το οποίο δίνεται από τις εξισώσεις (3.18) και (3.27) και την γραμμή  $\delta \propto B_{\text{eq}}^{-1}$  για  $R = 3 \times 10^{16} \text{ cm}$  και  $\lambda = 5$ . Η ασυνέχεια εμφανίζεται στο  $B_q$ , όπου αλλάζει η συναρτησιακή εξάρτηση του  $\delta_{\text{min}}$  από το  $B$ . Δεν πρέπει να εμπιστευτούμε τις εκφράσεις στην περιοχή γύρω από το  $B_q$ . Το σημείο τομής αντιστοιχεί στις τιμές του μαγνητικού πεδίου σε περίπτωση ισοκατανομής ενέργειας. Το φυσικό σύστημα μπορεί να βρεθεί σε κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας είτε κινούμενο με υψηλό παράγοντα Doppler και όντας ασθενώς μαγνητισμένο είτε κινούμενο με μέτριο παράγοντα Doppler και έχοντας πιο ισχυρό μαγνητικό πεδίο.

Ένα ξεκάθαρο αποτέλεσμα την ανάλυσής μας, που την διαχωρίζει επίσης από άλλες εργασίες, είναι ότι για δεδομένο μαγνητικό πεδίο υπάρχει μια ελάχιστη τιμή

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒ'ΑΖΑΡ 3C 279

---



**Σχήμα 3.1:** Ελάχιστος παράγοντας Doppler ως συνάρτηση του  $B$  (διακεκομμένες γραμμές) και το σύνολο σημείων που ικανοποιούν την συνθήκη ισοκατανομής ενέργειας (συνεχής γραμμή) για  $L_{\gamma}^{\text{obs}} = 10^{48}$  erg/s,  $\nu_{\gamma}^{\text{obs}} = 2 \times 10^{25}$  Hz,  $R = 3 \times 10^{16}$  cm και  $\lambda = 5$ .

### 3.2 Αναλυτικές εκτιμήσεις βασισμένες στην αυτόματη απορρόφηση

για τον παράγοντα Doppler της περιοχής εκπομπής, το οποίο τίθεται είτε από επιχειρήματα που έχουν ως βάση την γυροακτίνα των σωματιδίων είτε την αυτόματη απορρόφηση. Οποτεδήποτε η ανάλυση ενός φυσικού προβλήματος οδηγεί στην εύρεση κάποιας τιμής ακροτάτου για κάποια παράμετρο, είναι ενδιαφέρον να μελετήσει κανείς της ιδιότητες του φυσικού συστήματος σε αυτήν την περίπτωση. Για τον λόγο αυτόν, στο κείμενο που ακολουθεί παρουσιάζουμε πως η ενεργειακή πυκνότητα των σωματιδίων και η ισχύς του πίδακα εξαρτώνται από το μαγνητικό πεδίο στην συγκεκριμένη περίπτωση όπου  $\delta = \delta_{\min}$ . Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.18), (3.27) και (3.28) βρίσκουμε ότι

$$u_p(\delta_{\min}(B)) \equiv u_p^* \propto B^9 \quad \text{για} \quad B < B_q \quad (3.31)$$

και

$$u_p(\delta_{\min}(B)) \equiv u_p^* \propto B^{-1} \quad \text{για} \quad B > B_q. \quad (3.32)$$

Σημειώστε την μεγάλη αλλαγή στην εξάρτηση της ενεργειακής πυκνότητας των πρωτονίων από το  $B$ . Η τελευταία αναλογία δεν είναι έγκυρη για πολύ υψηλές τιμές του μαγνητικού πεδίου, αφού σε αυτήν την περίπτωση η ψύξη των πρωτονίων λόγω σύγχροτρον απωλειών γίνεται σημαντική και, επομένως, αντιτίθεται στις αρχικές μας υποθέσεις.

#### 3.2.3 Εκτιμήσεις για την ισχύ του πίδακα

Σε ένα ομογενές μονοζωνικό μοντέλο, το εκπεμπόμενο πλάσμα περιορίζεται σε μια περιοχή με ακτίνα  $R$  κινούμενη με ταχύτητα  $\beta c$  και παράγοντα Lorentz  $\Gamma$  σε γωνία  $\theta$  σε σχέση με την διεύθυνση παρατήρησης. Υποθέτουμε επίσης πως η ακτινοβολία προέρχεται από μια περιοχή στον πίδακα όγκου  $V \approx \pi R^3$ . Οι πυκνότητες ενέργειας των σωματιδίων, μαγνητικού πεδίου και ακτινοβολίας συνεισφέρουν στην ισχύ του πίδακα. Χρησιμοποιώντας τις προσεγγίσεις,  $\theta \approx 1/\Gamma$ ,  $\delta \approx \Gamma$  και  $\beta \approx 1$  η παρατηρούμενη ισχύς πίδακα δίνεται από

$$P_{\text{jet}}^{\text{obs}} = \pi R^2 \delta^2 \beta c (u_B + u_{\text{part}} + u_{\text{rad}}), \quad (3.33)$$

όπου  $u_{\text{part}} \approx u_p$ ,  $\beta = \sqrt{1 - 1/\Gamma^2}$  και  $u_{\text{rad}}$  είναι η ενεργειακή πυκνότητα ακτινοβολίας, η οποία για λόγους απλότητας δεν θα ληφθεί υπόψη στους αναλυτικούς

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΑΖΑΡ 3C 279

---

υπολογισμούς. Ωστόσο, θα ληφθεί υπόψη στην αριθμητική ανάλυση της ενότητας 3. Σημειώστε επίσης πως στην αναλυτική μας μελέτη δεν έχουμε συμπεριλάβει κάποιον πληθυσμό ‘ψυχρών’ πρωτονίων και ηλεκτρονίων, οι οποίοι υπονοούνται φυσικά από τα επιχειρήματα διατήρησης του φορτίου. Ωστόσο, οι συνεισφορές τους στην συνολική ισχύ του πίδακα είναι ελάχιστες (δείτε για παράδειγμα (102)) και δεν θα επηρέαζαν τα αποτελέσματά μας σημαντικά.

Εισάγοντας την έκφραση για την  $u_p$  που δίνεται από την εξίσωση (3.28) στην παραπάνω σχέση βρίσκουμε ότι η ισχύς του πίδακα είναι συνάρτηση μόνο του γινομένου  $\delta \cdot B$

$$P_{\text{jet}}^{\text{obs}} = \pi R^2 c \left( \frac{(\delta B)^2}{8\pi} + A(\delta B)^{-3/2} \right). \quad (3.34)$$

Η ισχύς του πίδακα ελαχιστοποιείται ως προς το γινόμενο  $\delta \cdot B$  όταν ισχύει η ακόλουθη συνθήκη

$$B = (6\pi A)^{2/7} \delta^{-1}. \quad (3.35)$$

Σύγκριση των εξισώσεων (3.29) και (3.35) δείχνει ότι οποτεδήποτε το σύστημα βρίσκεται σε κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας, η ισχύς του πίδακα ελαχιστοποιείται επίσης στην τιμή

$$P_{\text{jet,min}}^{\text{obs}} = 5.8 \times 10^{47} (L_{\gamma,48}^{\text{obs}} \ln(\gamma_{\text{max},10}))^{\frac{4}{7}} \left( \frac{R_{16}}{\nu_{\gamma,25}^{\text{obs}}} \right)^{\frac{2}{7}} \text{ erg/s}. \quad (3.36)$$

Έτσι, ακόμα και η ελάχιστη ισχύς του πίδακα που αποκτάται στο πλαίσιο ενός μοντέλου σύγχροτρον ακτινοβολίας από πρωτόνια για μπλέιζαρ είναι υψηλή σε σχέση με τις τιμές που προκύπτουν από τα καθαρά λεπτονικά μοντέλα εκπομπής – δείτε π.χ.(22). Αφού για μεγάλο εύρος τιμών του  $B$  το σύστημα βρίσκεται μακριά από την ισοκατανομή (δείτε σχήμα 3.1), οι εξισώσεις (3.30) και (3.35) υπονοούν ότι η υπολογισμένη ισχύς πίδακα βρίσκεται σημαντικά μακριά από την ελάχιστη τιμή.

Το γεγονός ότι ο παράγοντας Doppler έχει κατώτερο όριο υπονοεί ότι για μαγνητικά πεδία υψηλότερα από μια συγκεκριμένη τιμή  $B_h$ , η εξίσωση (3.35) δεν μπορεί να ικανοποιηθεί πια και δεν υπάρχει σύνολο παραμέτρων που οδηγεί στην ελαχιστοποίηση της ισχύς του πίδακα. Η χαρακτηριστική τιμή  $B_h$  μπορεί να βρεθεί συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.27) και (3.35) και δίνεται από

$$B_h = 11.6 R_{16}^{-2/3} \lambda^{1/3} \ln(\gamma_{\text{max},10})^{1/3} \text{ G}. \quad (3.37)$$

### 3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα

Το ίδιο ισχύει επίσης για αρκετά ασθενή μαγνητικά πεδία. Έτσι, με συνδυασμό των εξισώσεων (3.18) και (3.35) αποκτά κανείς μια δεύτερη χαρακτηριστική τιμή  $B_1$  για το μαγνητικό πεδίο, κάτω από την οποία δεν υπάρχει σύνολο παραμέτρων που θα μπορούσαν να ελαχιστοποιήσουν την ισχύ του πίδακα

$$B_1 = 0.96 R_{16}^{-4/7} (\nu_{\gamma,25}^{\text{obs}})^{8/14} (L_{\gamma,48}^{\text{obs}} \ln(\gamma_{\text{max},10}))^{-1/7} \text{ G.} \quad (3.38)$$

Συνεπώς, η παραπάνω συζήτηση αποκαλύπτει άλλη μια σημαντική φυσική όψη του  $\delta_{\text{min}}$ : περιορίζει το εύρος των τιμών του  $B$  από τις οποίες μπορεί κανείς να επιλέξει προκειμένου να αποκτήσει την ελάχιστη ισχύ του πίδακα. Αν  $\delta = \delta_{\text{min}}$  η εξάρτηση της ισχύος  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}$  από το  $B$  μπορεί επίσης να βρεθεί συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.18), (3.27) και (3.34)

$$P_{\text{jet}}^{\text{obs}}(B; \delta_{\text{min}}) \propto a_1 B^{-4} + a_2 B^3 \quad \text{για} \quad B < B_q \quad (3.39)$$

και

$$P_{\text{jet}}^{\text{obs}}(B; \delta_{\text{min}}) \propto b_1 B^{12/7} + b_2 B^{-9/7} \quad \text{για} \quad B > B_q, \quad (3.40)$$

όπου  $a_{1,2}$  και  $b_{1,2}$  είναι σταθερές. Σημειώστε επίσης ότι η συναρτησιακή μορφή της ισχύος  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}$  δεν είναι τετριμμένη, αλλά αποτελείται από τέσσερις διαφορετικούς νόμους δύναμης. Θα επιστρέψουμε σε αυτό το σημείο στην επόμενη ενότητα, όπου θα ακολουθήσουμε πλέον μια αριθμητική προσέγγιση για την την μοντελοποίηση του φάσματος ακτίνων  $\gamma$  της πηγής 3C 279.

### 3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα

Σε αυτά που ακολουθούν θα παρουσιάσουμε μια μέθοδο μοντελοποίησης των παρατηρήσεων υψηλών ενεργειών της 26 Φεβρουαρίου 2006 του κβάζαρ 3C 279 χρησιμοποιώντας ένα μονοζωνικό αδρονικό μοντέλο. Το πλαίσιο εργασίας μας είναι ανάλογο με αυτό που υιοθετήσαμε στην προηγούμενη ενότητα, αλλά με δύο κύριες διαφορές:

1. Δεν έχει γίνει καμία υπόθεση για την σχετική σημασία την ψύξης λόγω σύγχροτρον σε σχέση με αυτήν λόγω φωτοαδρονικών διαδικασιών για την κατανομή πρωτονίων· οι κατανομές σωματιδίων και φωτονίων αποκτώνται με αυτό-συνέπεια ως λύση ενός συστήματος τριών συζευγμένων ολοκληροδιαφορικών εξισώσεων. Αυτό γίνεται με την βοήθεια του αριθμητικού κώδικα που περιγράφεται στα (76) και (78).



### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΪΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΫΣ ΓΑΛΑΞΪΕΣ: Η ΠΕΡΪΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---

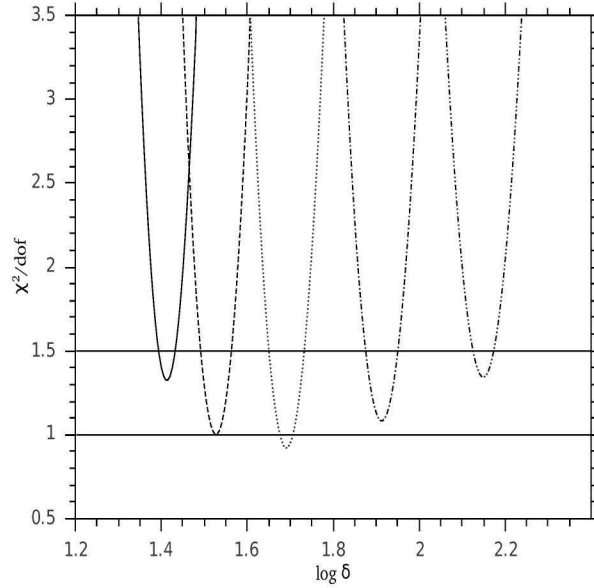
2. Η  $\chi^2$  στατιστική χρησιμοποιήθηκε για την επιλογή των φασμάτων ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων τα οποία αποτελούν ‘καλά’ φिट στις παρατηρήσεις πολύ υψηλών ενεργειών ακτίνων  $\gamma$ .

#### 3.3.1 Η μέθοδος

Ο στόχος μας είναι να παράγουμε έναν παραμετρικό χώρο που δίνει ‘καλά’ φिट στις παρατηρήσεις του Φεβρουαρίου 2006 του 3C 279. Η εφαρμογή των ήδη υπαρχόντων θεωρητικών μοντέλων σε παρατηρήσεις AGN οδηγεί σε ένα σύνολο παραμέτρων που ελαχιστοποιεί την τιμή  $\chi^2$ . Ωστόσο, η επιτυχία ενός φिट μπορεί να θέσει μερικά ενδιαφέροντα ερωτήματα ειδικά όταν δύο πολύ διαφορετικά σύνολα παραμέτρων έχουν δύο πολύ παρόμοιες τιμές του  $\chi^2$ . Για τον λόγο αυτόν, σε όσα ακολουθούν, δεν περιοριζόμαστε στο καλύτερο δυνατό φिट με την ελάχιστη τιμή του  $\chi^2$ , αλλά αντιθέτως χαλαρώνουμε τον ορισμό του ‘καλού φिट’. Έτσι, φिट στα TeV δεδομένα που έχουν  $\chi^2_{\text{red}} < 1.5$  χαρακτηρίζονται ως ‘καλά’ και αποκτώνται για διαφορετικούς συνδυασμούς των παραμέτρων. Αυτό, όπως θα δείξουμε στην επόμενη ενότητα, έχει ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό ενός παραμετρικού χώρου αντί για ένα μοναδικό σύνολο αποδεκτών παραμέτρων.

Αφού κρατάμε σταθερά τα  $\gamma_{\min}$ ,  $s$  και  $R$  ο αριθμός των ελεύθερων παραμέτρων στο πλαίσιο ενός καθαρά αδρονικού μοντέλου μειώνεται στις τέσσερις:  $B$ ,  $\gamma_{\max}$ ,  $\ell_p$  και  $\delta$ . Έτσι, ψάχνουμε για συνδυασμούς των προαναφερθέντων παραμέτρων που παρέχουν καλά φिट στα TeV δεδομένα. Παράλληλα έχουμε λάβει υπόψη τις παρατηρήσεις στις ακτίνες X ως άνω όρια: Όσο η εκπομπή που προκαλείται από τα πρωτόνια είναι χαμηλότερης ροής από εκείνη των δεδομένων στις ακτίνες X, υποθέτουμε ότι κάποιος μπορεί πάντα να βρει ένα φिट σε αυτές χρησιμοποιώντας μια κατάλληλα παραμετροποιημένη λεπτονική συνιστώσα. Από την άλλη, αν η δευτερογενής εκπομπή λόγω της αυτόματης απορρόφησης ακτίνων  $\gamma$  βρίσκεται πάνω από τις ακτίνες X, τότε απορρίπτουμε το φिट. Τα βήματα του αλγορίθμου που ακολουθούμε είναι:

1. Επιλέγουμε μια τιμή για την ένταση του μαγνητικού πεδίου  $B$ .
2. Επιλέγουμε μια τιμή για τον μέγιστο παράγοντα Lorentz  $\gamma_{\max}$  ξεκινώντας από τη μέγιστη δυνατή τιμή, η οποία τίθεται από το κριτήριο του Hillas ( βλέπε εξ. (3.17) ).



**Σχήμα 3.2:** Μειωμένο  $\chi^2$  ως συνάρτηση του παράγοντα Doppler  $\delta$  για  $B = 40$  G,  $\gamma_{\max} = 4 \times 10^9$  και  $\ell_p = 10^{-8}$  (συνεχής γραμμή),  $\ell_p = 10^{-7}$  (διακεκομμένη γραμμή),  $\ell_p = 10^{-6}$  (στικτή γραμμή),  $\ell_p = 6.3 \times 10^{-6}$  (διακεκομμένη-στικτή γραμμή) και  $\ell_p = 2.5 \times 10^{-5}$  (διακεκομμένη-διπλά εστιγμένη γραμμή). Η οριζόντια συνεχής γραμμή με  $\chi_{\text{red}}^2$  δείχνει το άνω όριο κάτω από το οποίο ένα φητ χαρακτηρίζεται ως 'καλό'. Η γραμμή  $\chi_{\text{red}}^2 = 1$  απεικονίζεται επίσης.

3. Επιλέγουμε μια συμπαγότητα εισροής για την κατανομή των πρωτονίων  $\ell_p$ . Για αρκετά υψηλές τιμές αυτής, αναπτύσσεται η αστάθεια της αυτόματης απορρόφησης ακτίνων  $\gamma$  και δημιουργείται μια χαμηλοενεργειακή συνιστώσα φωτονίων που υπερβαίνει τα όρια παρατηρήσεων στις ακτίνες X.
4. Επιλέγουμε μια τιμή για τον παράγοντα Doppler  $\delta$  αφού έχουμε λάβει υπόψη ότι η χαρακτηριστική χρονική κλίμακα μεταβολής του 3C 279 δεν υπερβαίνει αυτή της μιας ημέρας.

Για κάθε τριάδα  $(B, \gamma_{\max}, \ell_p)$  μπορούν αν βρεθούν δύο τιμές του  $\delta$  που αντιστοιχούν σε φητ με  $\chi_{\text{red}}^2 \leq 1.5$ . Αυτό μπορεί να εξηγηθεί εύκολα από το παραβολικό σχήμα των καμπύλων του  $\chi_{\text{red}}^2$ . Το σχήμα 3.2 δείχνει το  $\chi_{\text{red}}^2$  ως συνάρτηση του  $\delta$  για  $B = 40$  G και  $\gamma_{\max} = 4 \times 10^9$ . Διαφορετικές καμπύλες αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές της  $\ell_p$ . Το τμήμα της καμπύλης που βρίσκεται κάτω από την οριζόντια γραμμή με  $\chi_{\text{red}}^2 = 1.5$  οδηγεί σε καλά φητ. Η προβολή του στον οριζόντιο

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ Σ'ΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΪΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΫΣ ΓΑΛΑΞΪΕΣ: Η ΠΕΡΪΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒ'ΑΖΑΡ 3C 279

---

άξονα καθορίζει ένα διάστημα τιμών του  $\delta$ . Για λόγους απλοποίησης, θεωρούμε ότι κάθε μονότονος κλάδος της καμπύλης που βρίσκεται κάτω από την οριζόντια γραμμή αντιπροσωπεύεται μόνο από μία τιμή  $\delta$ , δηλαδή μόνο από ένα σημείο στον οριζόντιο άξονα. Έτσι, για κάθε  $\ell_p$  βρίσκουμε δύο αντιπροσωπευτικές τιμές του παράγοντα Doppler. Το σφάλμα που κάνουμε σε αυτήν την περίπτωση δεν είναι μεγάλο αφού οι καμπύλες είναι πολύ απότομες. Σημειώστε επίσης ότι παράγοντες Doppler που βρίσκονται μεταξύ δύο αντιπροσωπευτικών τιμών  $\delta$  παρέχουν επίσης καλά φिट. Αν επαναλάβουμε την παραπάνω διαδικασία για διάφορα  $\gamma_{\max}$ , μπορούμε να δημιουργήσουμε έναν παραμετρικό χώρο για τα  $\ell_p$  και  $\delta$  για συγκεκριμένη τιμή του πεδίου  $B$ . Ένα παράδειγμα απεικονίζεται στο σχήμα 3.3 για  $B = 40$  G και διάφορα  $\gamma_{\max}$ . Για την περίπτωση που θεωρούμε εδώ, το  $\gamma_{\max}$  κυμαίνεται από  $10^{9.6}$  (σκιασμένη περιοχή με οριζόντιες ρίγες) έως  $10^{10}$  (σκιασμένη περιοχή με κατακόρυφες ρίγες) με βήμα 0.2 σε λογαριθμικές μονάδες. Το περίγραμμα κάθε διαγραμμισμένου χώρου είναι το αποτέλεσμα των δύο αντιπροσωπευτικών τιμών  $\delta$  που καθορίζονται για κάθε  $\ell_p$ , όπως περιγράφηκε προηγουμένως. Σημειώστε ότι σε λογαριθμικά διαγράμματα οι γραμμές του περιγράμματος είναι καμπύλες νόμου δύναμης με εκθέτη  $-0.22$ , δηλαδή  $\delta \propto \ell_p^{-0.22}$ . Αυτό είναι σε καλή συμφωνία με την τιμή  $-2/7$  που βρέθηκε κατά την αναλυτική μας προσέγγιση (δείτε εξίσωση 3.16). Οι τιμές του  $\gamma_{\max}$  που είναι έξω από αυτό το εύρος τιμών δεν οδηγούν σε καλά φिट και ως εκ τούτου απορρίπτονται. Έτσι, οι σκιαγραφημένες περιοχές του Σχήματος 3.3 απεικονίζουν όλους τους δυνατούς συνδυασμούς των  $\gamma_{\max}$  και  $\delta$  που παρέχουν καλές εφαρμογές στα  $\text{Te}$  δεδομένα. Σημειώνουμε ότι κάποιος μπορεί να χρησιμοποιήσει χαμηλές τιμές της συμπαγότητας των εισερχόμενων πρωτονίων  $\ell_p$  και να πάρει αποδεκτά φिट στις  $\text{TeV}$  ενέργειες, αλλά αυτό μπορεί να γίνει μόνο αν επιτρέψει στον παράγοντα Doppler να πάρει υψηλές τιμές – αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι λαμπρότητες στο σύστημα του παρατηρητή και αυτό της περιοχής εκπομπής συνδέονται μέσω της σχέσης  $L_{\text{obs}} \propto \delta^4 L_{\text{int}}$ , ενώ  $L_{\text{int}} \propto L_p \propto \ell_p$ . Από την άλλη, υψηλότερες τιμές της  $\ell_p$  έχουν από την φύση τους ως αποτέλεσμα χαμηλότερες τιμές του  $\delta$ . Ωστόσο, όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, βρίσκουμε ότι η απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  παίζει σημαντικό ρόλο όταν η  $\ell_p$  παίρνει υψηλότερες τιμές. Σε αυτήν την περίπτωση τα χαμηλότερης ενέργειας φωτόνια που σχηματίζονται αυθόρμητα αυξάνονται και τελικά αρχίζουν να παραβιάζουν τις παρατηρήσεις στις ακτίνες  $X$ , καταστρέφοντας το φिट. Οπότε, ένα άνω όριο επιβάλλεται στις επιτρεπόμενες τιμές της  $\ell_p$  πράγμα που με την σειρά του υπονοεί την ύπαρξη μιας κατώτερης τιμής του παράγοντα Doppler

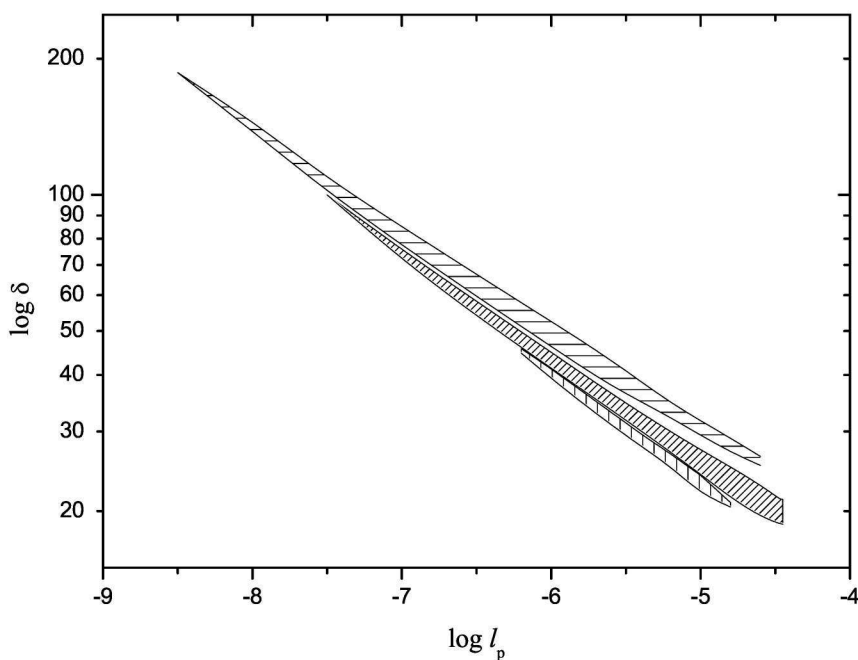
(δείτε τις εξισώσεις (3.26) και (3.27) ).

#### 3.3.2 Ο ελάχιστος παράγοντας Doppler

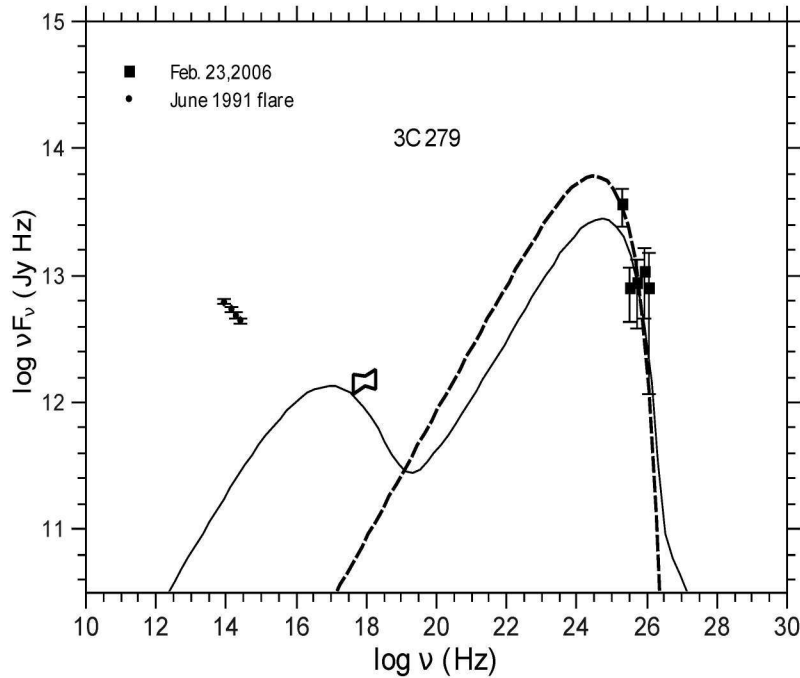
Το σχήμα 3.4 απεικονίζει το αποτέλεσμα που έχει η απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  στις τιμές της  $\ell_p$  και  $\delta$  που έχουμε υιοθετήσει για την μοντελοποίηση των TeV δεδομένων. Τα TeV δεδομένα του MAGIC δείχνουν την ροή διορθωμένη για διαγαλαξιακή απορρόφηση  $\gamma\gamma$ . Το χαμηλότερο δυνατό επίπεδο εξωγαλαξιακού φωτός υποβάθρου (EBL) σύμφωνα με το (101) έχει χρησιμοποιηθεί για την από-απορρόφηση των VHE ακτίνων  $\gamma$ . Η συνεχής γραμμή απεικονίζει το τελευταίο φάσμα που δίνει καλό φिट και το οποίο αποκτήσαμε για υψηλή  $\ell_p$ . Εδώ χρησιμοποιήσαμε  $\ell_p = 4 \times 10^{-5}$ ,  $\gamma_{\max} = 10^{9.8}$  και  $\delta_{\min} = 18.6$ . Άλλες παράμετροι που έχουν χρησιμοποιηθεί για αυτό το διάγραμμα είναι:  $\gamma_{\min} = 1$ ,  $R = 3 \times 10^{16}$  cm,  $B = 40$  G και  $s = 2$ . Σημειώστε πρώτον, ότι ο ελάχιστος παράγοντας Doppler που βρίσκουμε εδώ δεν παραβιάζει την ανισότητα (3.5) για  $t_{\text{days}} = 1$  και δεύτερον ότι το  $B^2\gamma_{\max}$  ικανοποιεί τον περιορισμό που τίθεται από την σχέση (3.7). Ο μη γραμμικός καταγισμός λόγω της απορρόφησης έχει παράγει μια συνιστώσα φωτονίων σε χαμηλότερες ενέργειες που έχει ροή ακτίνων X ίση με την παρατηρούμενη. Οποιαδήποτε προσπάθεια να αυξήσουμε την  $\ell_p$  περεταίρω θα παράγει μια υψηλότερη ροή χαμηλοενεργειακών φωτονίων η οποία θα παραβίαζε τις ακτίνες X. Για να το επιδείξουμε αυτό περεταίρω, έχουμε τρέξει τον κώδικα για μια υψηλή τιμή του  $\ell_p = 10^{-3}$ . Αυτή η τιμή βρίσκεται εντός της περιοχής αστάθειας για αυτόματη απορρόφηση και έτσι θα πρέπει να εξαιρεθεί λόγω σημαντικής παραγωγής ακτίνων X. Ωστόσο, σβήνοντας τεχνητά την απορρόφηση  $\gamma\gamma$ , αναχαιτίζουμε την ανάπτυξη του μη γραμμικού καταγισμού και συνεπώς ένα καλό φिट μπορεί να αποκτηθεί με έναν  $\delta$  ακόμα και 10 (διακεκομμένη γραμμή). Επιπλέον, αν η απορρόφηση  $\gamma\gamma$  αντιμετωπιστεί με μια ημι-αναλυτική προσέγγιση ως διαδικασία γραμμικής απορρόφησης, δεν θα αναπτυχθεί καν η αστάθεια της αυτόματης απορρόφησης ακτίνων  $\gamma$ , αφού είναι μια καθαρά μη γραμμική διαδικασία. Συνεπώς, δεν θα βρισκόταν καμία περιοριστική τιμή για την συμπαγότητα των πρωτονίων και των ακτίνων  $\gamma$  και η μετάβαση του αδρονικού συστήματος στην υπερκρισιμότητα δεν θα ήταν ορατή. Ως αποτέλεσμα, κάποιος θα έβρισκε, λανθασμένα, έναν πιο ευρύ παραμετρικό χώρο που ταιριάζει με τα δεδομένα. Σε μια τέτοια περίπτωση, ο παράγοντας Doppler δεν θα περιοριζόταν σε μια χαμηλότερη τιμή εκτός από εκείνη που βρέθηκε χρησιμοποιώντας τα συνήθη επιχειρήματα για την γυροακτίνα που θέσαμε

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒ'ΑΖΑΡ 3C 279

---



**Σχήμα 3.3:** Ο παραμετρικός χώρος των ζευγών  $(\ell_p, \delta)$  για  $B = 40\text{G}$  και διάφορα  $\gamma_{\text{max}}$  που αντιστοιχούν σε φिट των TeV δεδομένων με μειωμένο  $\chi^2 < 1.5$ . Κάθε σκιαγραφημένη περιοχή αντιστοιχεί σε διαφορετική τιμή του  $\gamma_{\text{max}}$  που κυμαίνεται από  $10^{9.6}$  σε  $10^{10}$  με βήμα 0.2 σε λογαριθμικές μονάδες. Για κάθε τιμή της  $\ell_p$  μπορούν να καθοριστούν δύο τιμές του  $\delta$ , οι οποίες σχηματίζουν ένα περίγραμμα για την κάθε διαγραμμισμένη περιοχή. Οι σκιαγραφημένες περιοχές που περικλείονται από τις συνεχείς γραμμές αντιστοιχούν επίσης σε τιμές των  $(\ell_p, \delta)$  για τις οποίες μπορούν να αποκτηθούν καλές φिट στα TeV δεδομένα ( $\chi_{\text{red}}^2 < 1.5$ ).



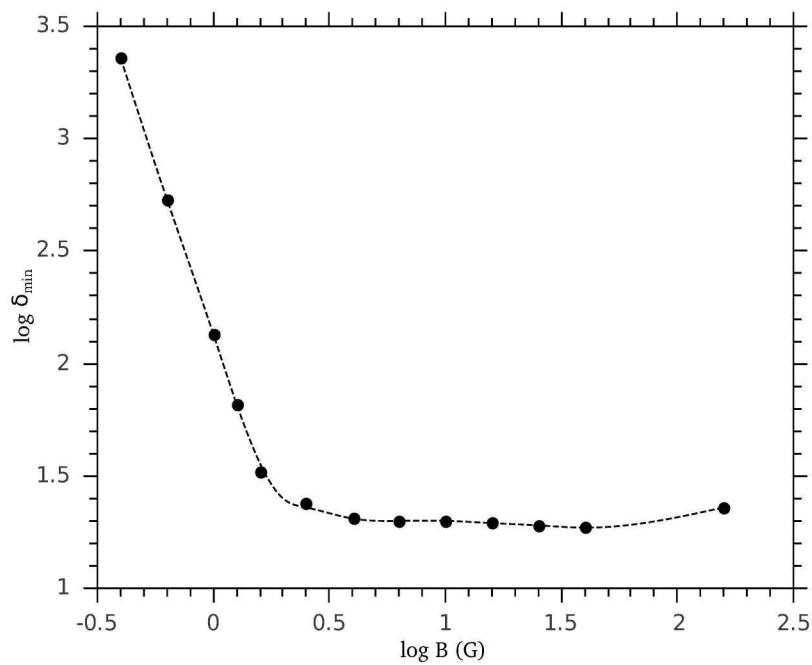
**Σχήμα 3.4:** Φάσματα πολλαπλών μηκών κύματος του 3C 279 στο πλαίσιο ενός καθαρά αδρονικού μοντέλου για  $R = 3 \times 10^{16}$  cm,  $B = 40$  G,  $\gamma_{\min} = 1$ ,  $\gamma_{\max} = 6.3 \times 10^9$  και  $s = 2.0$ . Η συνεχής καμπύλη αποκτάται όταν λάβουμε υπόψη όλες τις διαδικασίες για  $\ell_p = 10^{-4.4}$  και  $\delta_{\min} = 18.6$  ενώ η διακεκομμένη γραμμή αποκτάται για  $\ell_p = 10^{-3}$  και  $\delta = 10$  αφού αγνοήσουμε τεχνητά την απορρόφηση γγ. Τα τετράγωνα αντιπροσωπεύουν δεδομένα VHE από το MAGIC (68) μετά από διόρθωση για διαγαλαξιακή απορρόφηση γγ, ο παπυγίον αντιπροσωπεύει τα δεδομένα του Swift και οι γεμάτοι κύκλοι είναι δεδομένα στο υπέρυθρο κατά την διάρκεια της έκλαμψης του Ιουνίου 1991 που λήφθηκαν από το (50).

στην ενότητα 2.

Ως ένα επόμενο βήμα έχουμε αποκτήσει το  $\delta_{\min}$  για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου  $B$ . Αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 3.5, όπου οι δύο κλάδοι οι οποίοι εξάγονται αναλυτικά στην προηγούμενη ενότητα (δείτε σχήμα 3.1), είναι ξεκάθαρα ορατοί. Η εξάρτηση νόμου δύναμης του  $\delta_{\min}$  από  $B$  μπορεί να μοντελοποιηθεί ως  $\delta_{\min} \propto B^{-\alpha}$  με  $\alpha \simeq 2.85$  για τον κλάδο με χαμηλό  $B$  και  $\alpha \simeq 0.05$  για τον κλάδο με υψηλό  $B$ . Σημειώνουμε ότι οι εκθέτες νόμου δύναμης των δύο κλάδων, που αποκτήθηκαν αριθμητικά, είναι πολύ κοντά σε αυτούς που δίνονται από τις εξισώσεις (3.18) και (3.27) αντίστοιχα. Ένα νέο στοιχείο που εξάγεται από το σχήμα 3.5 ε-

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΪΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΫΣ ΓΑΛΑΞΪΕΣ: Η ΠΕΡΪΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---



**Σχήμα 3.5:** Ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler  $\delta_{\min}$  (σημεία) ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου  $B$ . Η διακεκομμένη γραμμή είναι το αποτέλεσμα spline παρεμβολής μεταξύ των σημείων.

ίναι ότι για πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία, όπου η ψύξη λόγω σύγχροτρον επηρεάζει ένα σημαντικό κομμάτι της κατανομής νόμου δύναμης των πρωτονίων, ο ελάχιστος παράγοντας Doppler που απαιτείται για ένα καλό φिट αυξάνεται λίγο με την αύξηση του  $B$ .

#### 3.3.3 Ενεργειακά συμπεράσματα

Με την προηγούμενη ανάλυση γίνεται εμφανές ότι αποδεκτά φिट στις TeV παρατηρήσεις του 3C 279, μέσα στο πλαίσιο του αδρονικού μοντέλου, μπορούν να βρεθούν για μεγάλο εύρος μαγνητικών πεδίων, μέγιστων ενεργειών πρωτονίων και λαμπρότητες εισροής. Σημειώνουμε επίσης ότι αυτές οι τιμές είναι παρόμοιες με αυτές που βρίσκονται στα συνήθη αδρονικά μοντέλα των TeV πηγών (16).

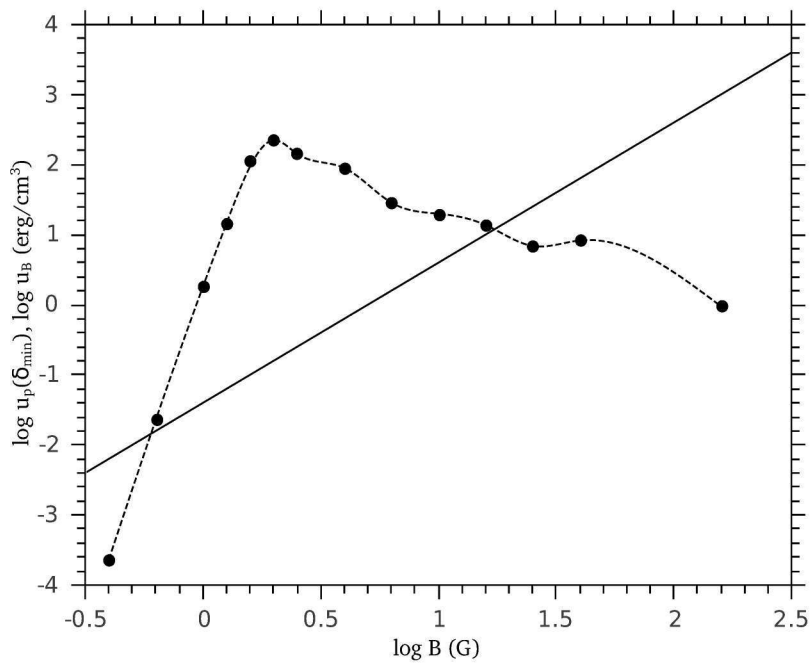
Έχοντας ήδη εξάγει το  $\delta_{\min}$  για κάθε ένταση του μαγνητικού πεδίου, εξάγουμε στην συνέχεια αριθμητικά την ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων σε σταθερή κατάσταση και σχεδιάζουμε το διάγραμμα αυτής της ποσότητας ως συνάρτηση του  $B$  – δείτε σχήμα 3.6. Το σύστημα κυριαρχείται μαγνητικά είτε για αρκετά υψηλά ( $B > 10G$ ) είτε για αρκετά χαμηλά ( $B < 0.7G$ ) μαγνητικά πεδία. Αυτές οι τιμές θα πρέπει να συγκριθούν με τα  $B_h$  και  $B_l$  που δίνονται από τις εξισώσεις (3.37) και (3.38) αντίστοιχα. Οι δύο καμπύλες τέμνονται σε δύο σημεία, ακριβώς όπως δείχθηκε αναλυτικά (δείτε ενότητα 2.2). Σε αυτά τα σημεία οι δύο πυκνότητες ενέργειας είναι ίσες και αυτό αντιστοιχεί σε ένα ελάχιστο της συνολικής πυκνότητας ενέργειας, δηλαδή σε μια ισοκατανομή μεταξύ των σωματιδίων και του μαγνητικού πεδίου – τονίζουμε ότι η ποσότητα  $u_p^*$  δεν είναι η ελάχιστη πυκνότητα ενέργειας σωματιδίων. Το γεγονός ότι ο  $\delta_{\min}$  έχει ισχυρή εξάρτηση από το  $B$  σε χαμηλές τιμές αντικατοπτρίζεται επίσης στο  $u_p^*$ . Το αναλυτικό μας αποτέλεσμα που δίνεται από την εξίσωση (3.31) θα πρέπει να συγκριθεί με το αριθμητικό, δηλαδή  $u_p^* \propto B^{8.7}$ . Για  $B > 2G$  (βλέπε  $B_q$  της εξίσωσης 3.30) η σωματιδιακή ενεργειακή πυκνότητα μειώνεται με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου ως  $B^{-1.4}$ . Αυτή η τάση βρέθηκε επίσης και αναλυτικά. Ο εκθέτης του νόμου δύναμης ωστόσο είναι ελαφρώς διαφορετικός – δείτε την εξίσωση (3.32).

Από την εξίσωση (3.33) και για  $\delta = \delta_{\min}(B)$  και  $\ell_p = \ell_p(\delta_{\min})$  έχουμε υπολογίσει αριθμητικά την παρατηρούμενη ισχύ του πίδακα, η οποία καταλήγει να είναι συνάρτηση μόνο του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}(\delta_{\min}(B))$ . Αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 3.7. Η συνάρτηση  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}(\delta_{\min}(B))$  εμφανίζει δύο τοπικά ελάχιστα για



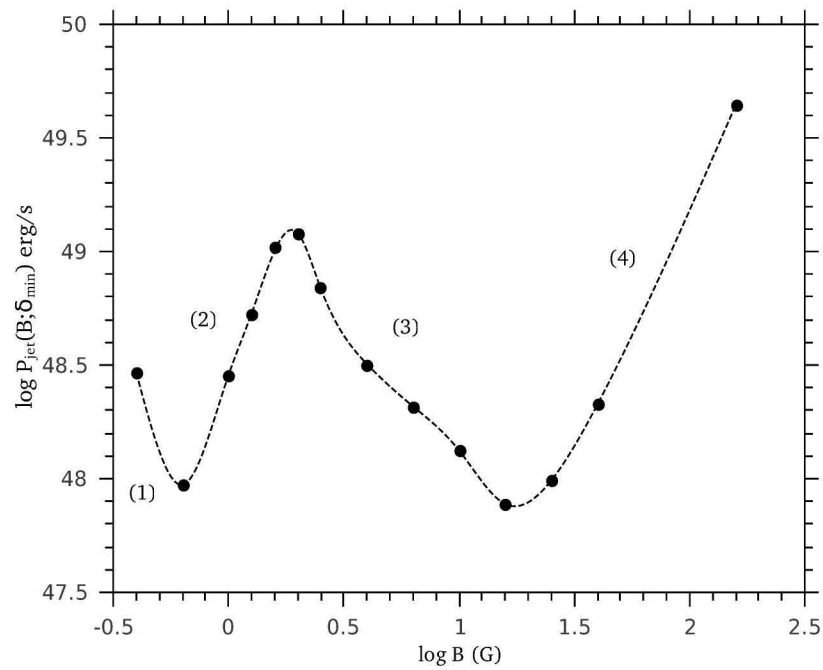
### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---

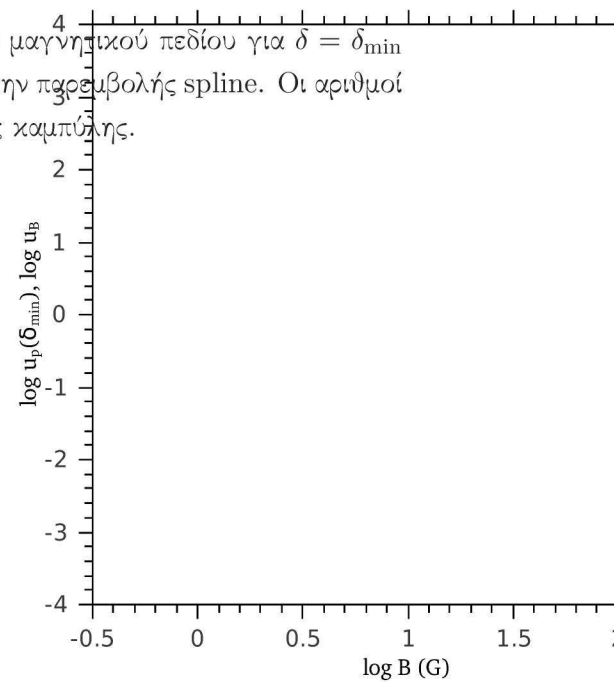


**Σχήμα 3.6:** Λογαριθμικό διάγραμμα της ενεργειακής πυκνότητας των πρωτονίων στην περίπτωση του ελάχιστου παράγοντα Doppler (σημεία) και της πυκνότητας της μαγνητικής ενέργειας (συνεχής γραμμή) ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου. Η παρεμβολή spline μεταξύ των σημείων έχει ως αποτέλεσμα την διακεκομμένη γραμμή.

### 3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα



**Σχήμα 3.7:** Ισχύς του πίδακα ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου για  $\delta = \delta_{\min}$  (σημεία). Η διακεκομμένη γραμμή είναι αποτέλεσμα την προσβολής spline. Οι αριθμοί δείχνουν τα διαφορετικά τμήματα νόμου δύναμης της καμπύλης.



### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΉΖΑΡ 3C 279

Αριθμός τμήματος	εκθέτης	
	αριθμητική τιμή	αναλυτική τιμή
(1)	-2.50	-4.00
(2)	+2.30	+3.00
(3)	-1.30	-1.28
(4)	+1.70	+1.71

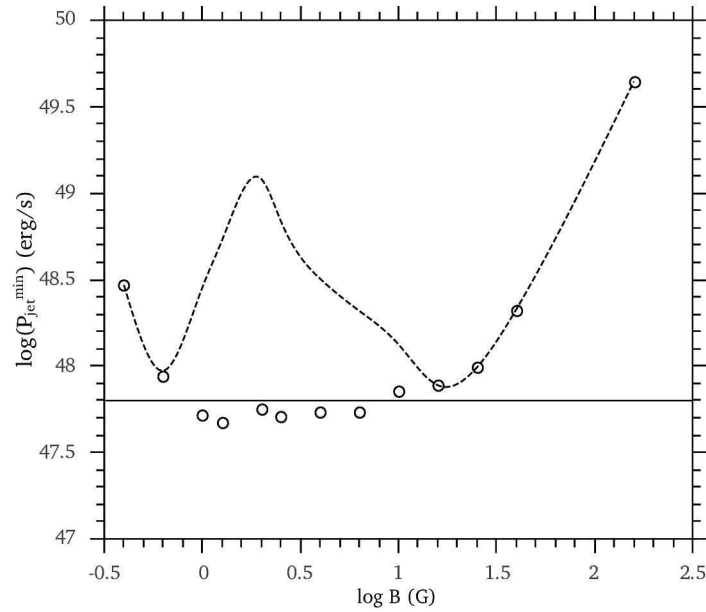
**Πίνακας 3.2:** Εκθέτης του νόμου δύναμης της ισχύος  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}(\delta_{\text{min}}(B))$  όπως υπολογίστηκε αριθμητικά και αναλυτικά.

δύο τιμές του μαγνητικού πεδίου που διαφέρουν κατά περισσότερο από μια τάξη μεγέθους. Για ένα μεγάλο εύρος τιμών του  $B$ , η υπολογιζόμενη ισχύς του πίδακα είναι αρκετά υψηλή  $\approx 10^{48} - 10^{49}$  erg/s σε σύγκριση με τα λεπτονικά μοντέλα (22). Σε ένα διάγραμμα  $\log - \log$  η καμπύλη αποτελείται από τέσσερα ξεχωριστά τμήματα νόμου δύναμης που έχουν αριθμηθεί από 1 έως 4. Στον Πίνακα 1, φαίνονται οι εκθέτες νόμου δύναμης των τεσσάρων τμημάτων και οι αντίστοιχες τιμές, που προέκυψαν αναλυτικά και δίνονται από τις εξισώσεις (3.39) και (3.40). Εκτός από το πρώτο τμήμα, και τα δύο αποτελέσματα βρίσκονται σε καλή συμφωνία.

Έχουμε ήδη δείξει ότι η ισχύς του πίδακα ελαχιστοποιείται οποτεδήποτε το  $\delta$  και το  $B$  ικανοποιούν την εξίσωση (3.35). Σε αυτήν την περίπτωση το σύστημα είναι κοντά σε μια κατάσταση ισοκατανομής. Θα συνεχίσουμε διερευνώντας το αν αυτά τα αποτελέσματα επαληθεύονται αριθμητικά. Για κάθε τιμή του  $B$ , συνεπώς ψάχνουμε στις τριάδες  $(\gamma_{\text{max}}, \ell_p, \delta)$  που βρέθηκαν κατά την διαδικασία μοντελοποίησης, για εκείνο το συγκεκριμένο σύνολο τιμών που ελαχιστοποιεί την ισχύ του πίδακα. Τα σχήματα 3.8 και 3.9 δείχνουν αντίστοιχα την ελάχιστη τιμή της ισχύος του πίδακα  $P_{\text{jet,min}}^{\text{obs}}$  και την αντίστοιχη πυκνότητα ενέργειας των πρωτονίων ως συνάρτηση του  $B$ . Οι διακεκομμένες γραμμές είναι ίδιες με τα σχήματα 3.6 και 3.7 και απεικονίζονται για λόγους σύγκρισης.

Το σχήμα 3.8 δείχνει ότι για  $0.7 \leq B \leq 10$  G όλα τα σημεία βρίσκονται κοντά στην ελάχιστη τιμή  $P_{\text{jet,min}}^{\text{obs}} \simeq 6.5 \times 10^{47}$  erg/s, ενώ για  $B > 10$  G και  $B < 0.7$  G η ελάχιστη ισχύς πίδακα που βρέθηκε από τα αριθμητικά μας σύνολα δεδομένων συμπίπτει με αυτή που υπολογίστηκε για  $\delta = \delta_{\text{min}}$  (ανοιχτοί κύκλοι πάνω στην διακεκομμένη γραμμή). Όπως ήδη περιγράψαμε στην ενότητα 2.3 η ισχύς του πίδακα που υπολογίστηκε σε αυτήν την περίπτωση δεν είναι η χαμηλότερη δυνατή τιμή,

### 3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα



**Σχήμα 3.8:** Η ελάχιστη τιμή της ισχύος του πίδακα (ανοιχτοί κύκλοι) ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Η οριζόντια γραμμή δείχνει την ελάχιστη τιμή της ισχύος του πίδακα που προέκυψε αναλυτικά (εξίσωση 3.36) και η διακεκομμένη γραμμή, η οποία είναι ίδια με το σχήμα 3.7, απεικονίζεται για λόγους σύγκρισης. Οι ανοιχτοί κύκλοι που βρίσκονται πάνω στην διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχούν στην ισχύ του πίδακα που υπολογίστηκε για  $\delta_{\min}$ , αφού θα χρειαζόταν  $\delta < \delta_{\min}$  για να ελαχιστοποιηθεί η ισχύς πίδακα.

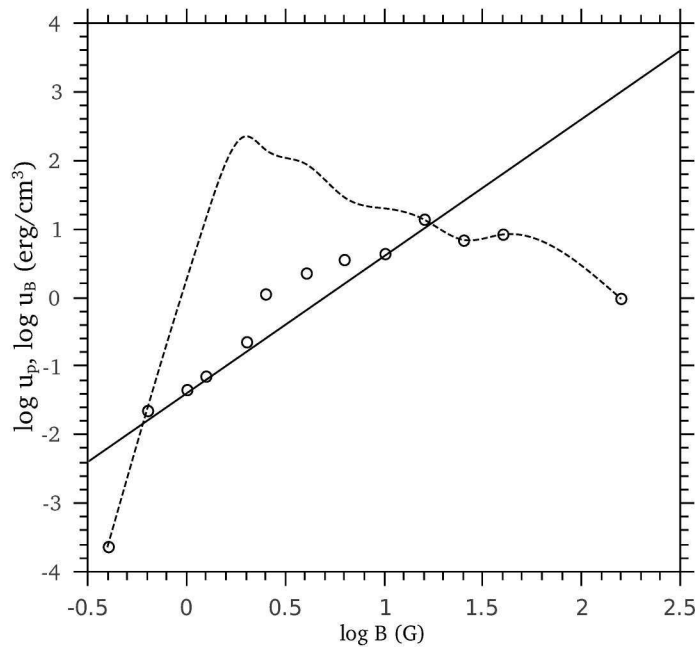
καθώς αυτήν θα την αποκτούσαμε για παράγοντες Doppler μικρότερους από  $\delta_{\min}$ . Σημειώστε ότι οι μεταβάσεις συμβαίνουν για  $B \approx B_l \approx 0.7$  G και  $B \approx B_h \approx 10$  G.

Στο σχήμα 3.9 μπορεί κάποιος να δει ότι  $u_p \approx u_B$  για  $B_l \leq B \leq B_h$ , που βρίσκεται σε πλήρη συμφωνία με τις αναλυτικές εκτιμήσεις της ενότητας 2.3. Το γεγονός ότι η υπολογισμένη ισχύς πίδακα δεν είναι η ελάχιστη δυνατή, μπορεί επίσης να επαληθευτεί από το γεγονός ότι το σύστημα για  $B > 10$  G και  $B < 0.7$  G είναι μακριά από την κατάσταση ισοκατανομής.

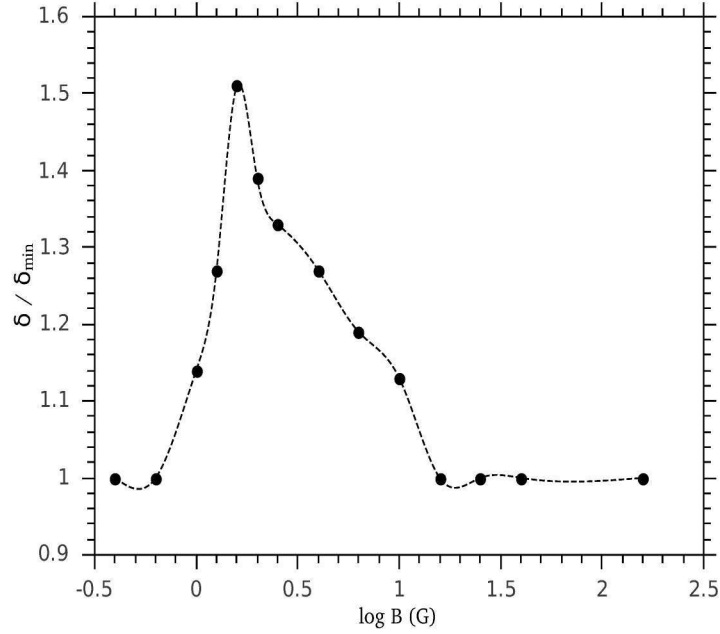
Κάθε ένα από τα σημεία που απεικονίζονται ως ανοιχτοί κύκλοι στα σχήματα 3.8 και 3.9 αντιστοιχεί σε ένα σύνολο παραμέτρων  $(B, \gamma_{\max}, \ell_p, \delta)$  με  $\delta \geq \delta_{\min}$ , για το οποίο η ισχύς του πίδακα είναι στην πραγματικότητα η ελάχιστη δυνατή στο πλαίσιο ενός αδρονικού μοντέλου. Στο σχήμα 3.10 σχεδιάζουμε το διάγραμμα του λόγου

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΑΖΑΡ 3C 279

---



**Σχήμα 3.9:** Ενεργειακή πυκνότητα πρωτονίων (ανοικτοί κύκλοι) ως συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου, για εκείνα τα σύνολα παραμέτρων που αντιστοιχούν στην ελάχιστη ισχύ του πίδακα. Η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου απεικονίζεται με την συνεχή γραμμή. Τα υπόλοιπα σύμβολα είναι τα ίδια με το σχήμα 3.8.



**Σχήμα 3.10:** Ο λόγος  $\delta/\delta_{\min}$  ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου. Εδώ  $\delta$  είναι ο παράγοντας Doppler που απαιτείται για την ελαχιστοποίηση της ισχύος του πίδακα. Η διακεκομμένη γραμμή είναι το αποτέλεσμα της παρεμβολής μεταξύ των σημείων

$\delta/\delta_{\min}$  ως προς την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Για το εύρος  $0.7 < B \leq 10$  G, όπου το σύστημα είναι κοντά στην ισοκατανομή και η ισχύς του πίδακα είναι ελάχιστη, ο λόγος γίνεται μεγαλύτερος από την μονάδα.

Το συμπέρασμα που βγαίνει από τα σχήματα της παρούσας ενότητας μπορούν να συνοψισθούν ως ακολούθως: Αν κάποιος επιλέξει να μοντελοποιήσει τα φασμάτων VHE ακτίνων  $\gamma$  χρησιμοποιώντας τιμές των  $(B, \gamma_{\max}, \ell_p, \delta)$  που ελαχιστοποιούν ταυτόχρονα την απαιτούμενη ισχύ του πίδακα και την συνολική πυκνότητα ενέργειας του συστήματος, δηλαδή να δημιουργήσει ένα μοντέλο του συστήματος χρησιμοποιώντας τις βέλτιστες ενεργειακές συνθήκες, τότε θα έρθει αντιμέτωπος με την απαίτηση ενός υψηλού παράγοντα Doppler. Από την άλλη, αποδεκτά φिट των TeV δεδομένων χρησιμοποιώντας τον ελάχιστο δυνατό παράγοντα Doppler οδηγούν σε ένα σύστημα που κυριαρχείται από σωματίδια και σε υψηλές τιμές της  $P_{\text{jet}}^{\text{obs}}$  για μεγάλο εύρος τιμών του  $B$ , δηλαδή οι ενεργητικές απαιτήσεις σε αυτήν την περίπτωση είναι υψηλότερες.

### 3.4 Επίδραση άλλων παραμέτρων

Στην αριθμητική μας αντιμετώπιση έχουμε κρατήσει σταθερές, σε ορισμένες τιμές, τον εκθέτη του νόμου δύναμης της κατανομής των εισερχόμενων πρωτονίων, την ακτίνα της περιοχής εκπομπής καθώς και την ενέργεια  $\epsilon_\gamma^{\text{obs}}$  των φωτονίων ακτίνων γ. Εδώ συζητάμε τις πιθανές επιδράσεις διαφορετικά επιλεγμένων τιμών στα αποτελέσματά μας, αφού η αρχική μας υπόθεση μπορεί να είναι κρίσιμη για την διερεύνηση του πλήρους επιτρεπόμενου παραμετρικού χώρου για το σύστημα του 3C 279 στην παρατηρούμενη κατάσταση.

#### 3.4.1 Ο εκθέτης του νόμου δύναμης $s$

Σε ολόκληρη την παρούσα εργασία έχουμε υποθέσει ότι η κατανομή των πρωτονίων είναι κατανομή νόμου δύναμης με εκθέτη  $s = 2$ . Σε αυτήν την περίπτωση η ενέργεια ανά λογαριθμικό διάστημα είναι ίδια. Η επιλογή μιας διαφορετικής τιμής θα επηρέαζε ποσοτικά την πυκνότητα της ενέργειας των πρωτονίων και ως εκ τούτου τις εκτιμήσεις μας πάνω στην ενεργητική του μοντέλου. Ας θεωρήσουμε για παράδειγμα έναν απότομο νόμο δύναμης με  $s > 2$ . Σε αυτήν την περίπτωση εισέρχεται περισσότερη ενέργεια στα πρωτόνια με τον ελάχιστο παράγοντα Lorentz, ενώ πρωτόνια στο άνω όριο της κατανομής, τα οποία είναι υπεύθυνα για την εκπομπή ακτινοβολίας, εμπεριέχουν μόνο μικρή ποσότητα της ενέργειας. Έτσι, για την ίδια συμπαγότητα εισροής πρωτονίων, ο συνολικός αριθμός και συνεπώς η πυκνότητα ενέργειας των πρωτονίων αυξάνεται όταν αυξάνεται ο  $s$ . Επιπροσθέτως, η υπολογισμένη συμπαγότητα ακτίνων γ για την ίδια  $\ell_p$  είναι χαμηλότερη. Έτσι, θα ήταν απαραίτητη μια μεγαλύτερη συμπαγότητα πρωτονίων  $\ell_p$  και συνεπώς πυκνότητα ενέργειας ώστε να μοντελοποιηθούν οι TeV παρατηρήσεις με τον ίδιο παράγοντα Doppler. Ως ένα ακραίο παράδειγμα, θεωρούμε μια πολύ απότομη κατανομή πρωτονίων με την υψηλότερη τιμή εκθέτη νόμου δύναμης που προβλέπεται από την θεωρία επιτάχυνσης, δηλαδή  $s = 2.5$ . Το φη στα TeV δεδομένα αποκτήθηκε θέτοντας:  $B = 40$  G,  $\delta \approx 25$  και  $\ell_p = 10^{-1.3}$ . Η ενεργειακή πυκνότητα των πρωτονίων σε αυτή την περίπτωση είναι  $u_p = 10^4$  erg/cm<sup>-3</sup>, η οποία είναι πολύ υψηλότερη από τις τιμές που παρουσιάστηκαν στην ενότητα 3.3. Συνεπώς, η περίπτωση μιας επίπεδης κατανομής πρωτονίων είναι σχετικά συντηρητική όσον αφορά τα ενεργειακά συμπεράσματα της προηγούμενης ενότητας.

### 3.4.2 Η ακτίνα της περιοχής εκπομπής

Το γεγονός ότι υπάρχει μια πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των αριθμητικών αποτελεσμάτων και των αναλυτικών μας εκφράσεων, όπου η εξάρτηση από το  $R$  είναι ρητή, κάνει εφικτή την πρόβλεψη των επιδράσεων μιας διαφορετικής τιμής αυτής στα αποτελέσματά μας. Ας υποθέσουμε μια πιο συμπαγή πηγή με  $R = 3 \times 10^{15}$  cm. Οι ποσότητες που επηρεάζονται άμεσα από μια αλλαγή στο μέγεθος της πηγής αριθμούνται παρακάτω σε φθίνουσα σειρά σε σχέση με την εξάρτησή τους από το  $R$ :

1. Ο ελάχιστος παράγοντας Doppler για  $B < B_q$  (δείτε της εξίσωση 3.18), ο οποίος θα αυξανόταν κατά δύο τάξεις μεγέθους. Συνεπώς, ο 'απότομος' κλάδος του διαγράμματος στο σχήμα 3.5 θα μετατοπιζόταν προς τα πάνω κατά έναν παράγοντα 2 σε λογαριθμική κλίμακα. Σημειώστε, ότι ο περιορισμός που τίθεται από τα επιχειρήματα μεταβλητότητας (σχέση 3.5) δεν θα παραβιασθεί καθώς υπονοεί ένα ακόμα πιο χαμηλό όριο για τον παράγοντα Doppler από ότι προηγούμενως.
2. Το μαγνητικό πεδίο σε κατάσταση ισοκατανομής ενέργειας  $B_{eq}$  (βλέπε εξίσωση 3.30), το οποίο για συγκεκριμένο  $\delta$  θα αυξηθεί κατά ένα παράγοντα 7.
3. Το μαγνητικό πεδίο πάνω από το οποίο ικανοποιείται το κριτήριο ανατροφοδότησης. Υπενθυμίζουμε ότι η εξάρτηση  $B_q \propto R^{-3/5}$  έχει εξαχθεί αφού λάβαμε υπόψη τον περιορισμό που θέτει το κριτήριο Hillas στο  $\gamma_{max}$ .
4. Ο ελάχιστος παράγοντας Doppler που τίθεται από την αυτόματη απορρόφηση μένει σχετικά ανεπηρέαστος από τυχόν αλλαγές της ακτίνας  $R$  και θα αυξανόταν μόνο κατά ένα παράγοντα 2 (δείτε εξίσωση 3.27).

Η πυκνότητα ενέργειας των πρωτονίων καθώς και η ισχύς του πίδακα που υπολογίζεται στην περίπτωση που  $\delta = \delta_{min}$  θα επηρεαστούν επίσης από την αλλαγή του  $R$ . Θυμίζουμε ότι  $u_p \propto R^{-3}\delta^{-7/2}$  (δείτε την εξίσωση 3.28)· η εξάρτηση από το  $R$  έρχεται μέσω της σταθεράς  $A$ . Λαμβάνοντας υπόψη τα σημεία (1) και (4) παραπάνω,



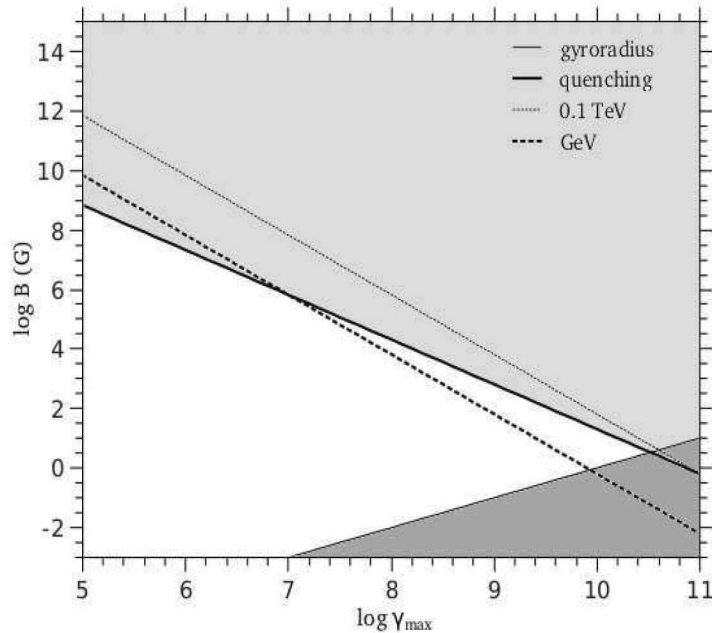
### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΪΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΫΣ ΓΑΛΑΞΪΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΪΖΑΡ 3C 279

---

βρίσκουμε ότι  $u_p(\delta_{\min}) \propto R^4$  για  $B < B_q$  και  $u_p(\delta_{\min}) \propto R^{-4}$  για  $B > B_q$ . Καθώς το  $B_q$  επίσης αυξάνεται κατά παράγοντα 4, περιμένει κανείς να βρει σημαντικά μικρότερες τιμές για την  $u_p(\delta_{\min})$  από αυτές που φαίνονται στο σχήμα 3.6 για ένα μεγαλύτερο εύρος τιμών του  $B$  (μέχρι  $\simeq 14$  G). Η ισχύς πίδακα που αποκτάται σε αυτήν την περίπτωση έχει επίσης μια ισχυρή εξάρτηση από το  $R$ , η οποία ενσωματώνεται στις σταθερές  $\alpha_{1,2}$  και  $b_{1,2}$ , των εξισώσεων (3.39) και (3.40) αντίστοιχα. Πιο συγκεκριμένα, κάποιος βρίσκει ότι  $\alpha_1 \propto R^{-2}$  και  $\alpha_2 \propto R^2$  ενώ  $b_1 \propto R^{10/7}$  και  $b_2 \propto R^{-4/7}$ . Το σχήμα της καμπύλης που φαίνεται στο σχήμα 3.7 θα άλλαζε μορφή μετά από την μετατόπιση των διαφόρων τμημάτων του νόμου δύναμης κάθετα και οριζόντια, καθώς οι τιμές του μαγνητικού πεδίου όπου συμβαίνουν τα τοπικά ελάχιστα θα επηρεάζονταν επίσης (δείτε τις εξισώσεις 3.37 και 3.38). Είναι σημαντικό, ωστόσο, να σημειώσουμε ότι ο ελάχιστος παράγοντας Δοπλερ σε αυτήν την περίπτωση θα ήταν υπερβολικά υψηλός (δείτε επίσης σημείο (1) παραπάνω). Αυτό κάνει λιγότερο εφικτό το σενάριο για πιο συμπαγή περιοχή που εκπέμπει ακτίνες  $\gamma$  για τον 3C 279.

#### 3.4.3 Η ενέργεια των φωτονίων ακτίνων $\gamma$

Ένα άλλο ερώτημα που προκύπτει φυσικά είναι πως τα αποτελέσματά μας θα άλλαζαν αν το φητ γινόταν σε ένα διαφορετικό σύνολο παρατηρήσεων ακτίνων  $\gamma$ , για παράδειγμα στην GeV περιοχή. Σημειώστε ότι μερικές πρόσφατες ταυτόχρονες παρατηρήσεις ακτίνων  $\gamma$  και X του 3C 279 (π.χ. Αβδο et al. 1, Χαψασηδα et al. 51) θα μπορούσαν να είναι μια ενδιαφέρουσα περίπτωση. Θεωρητικά η μέθοδος που περιγράφεται στις ενότητες 2 και 3 μπορεί να εφαρμοστεί με την μόνη διαφορά ότι η επίδραση της απορρόφησης δεν θα είναι ορατή, καθώς η αυτόματη απορρόφηση δεν μπορεί να αναπτυχθεί για χαμηλότερες ενέργειες ακτίνων  $\gamma$ , τουλάχιστον για συνήθεις εντάσεις μαγνητικών πεδίων. Αυτό απεικονίζεται στο σχήμα 3.11, όπου χαρακτηριστικές τιμές του μαγνητικού πεδίου εμφανίζονται στο διάγραμμα ως προς το  $\gamma_{\max}$  στην ακραία περίπτωση όπου  $\delta = 1$ . Συγκεκριμένα, η παχιά συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στο  $B_q$  (δείτε εξίσωση 3.22) και διαιρεί τον παραμετρικό χώρο σε δύο περιοχές. Για τιμές του  $B$  που βρίσκονται πάνω από αυτήν την γραμμή ικανοποιείται το κριτήριο ανατροφοδότησης. Η λεπτή συνεχής γραμμή αντιστοιχεί το κριτήριο Hillas, δηλαδή  $B \geq (m_p c^2 / eR) \gamma_{\max}$ . Συνεπώς, ο παραμετρικός χώρος κάτω από αυτήν την γραμμή δεν είναι επιτρεπτός. Τέλος, η λεπτή διακεκομμένη γραμμή και



**Σχήμα 3.11:** Λογαριθμικό διάγραμμα των χαρακτηριστικών τιμών του μαγνητικού πεδίου ως προς τον μέγιστο παράγοντα Lorentz των πρωτονίων. Ο χώρος κάτω από την λεπτή συνεχή γραμμή δεν είναι επιτρεπτός, καθώς παραβιάζει το κριτήριο Hillas. Το κριτήριο ανατροφοδότησης ικανοποιείται για τιμές του  $B$  και του  $\gamma_{\max}$  που βρίσκονται πάνω την παχιά συνεχή γραμμή, η οποία αντιπροσωπεύει το  $B_q$ . Τέλος, η λεπτή και η παχιά διακεκομμένη γραμμή δείχνουν τιμές του  $B$  και που αντιστοιχούν σε  $\epsilon_{\gamma}^{\text{obs}}$  ίση με 0.1 TeV και 1 GeV αντίστοιχα.

η παχιά διακεκομμένη γραμμή δείχνουν τον γεωμετρικό τόπο των τιμών του  $B$  και του  $\gamma_{\max}$ , που αντιστοιχούν σε  $\epsilon_{\gamma}^{\text{obs}}$  ίση με 0.1 TeV και 1 GeV αντίστοιχα, δηλαδή  $B = \epsilon_{\gamma}^{\text{obs}}(m_p c / \hbar e) \gamma_{\max}^{-2} \delta^{-1}$  για  $\delta = 1$ . Ως εκ τούτου, στην περίπτωση που χρησιμοποιούνταν GeV παρατηρήσεις, θα χρειαζόταν κανείς εξαιρετικά υψηλές τιμές του μαγνητικού πεδίου ώστε να δει την επίδραση της αυτόματης απορρόφησης. Αυτές θα ήταν ακόμα πιο υψηλές αν λάμβανε κανείς υπόψη την ακριβή τιμή του παράγοντα Doppler.

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΑΖΑΡ 3C 279

---

#### 3.5 Συμπεράσματα

Τα αδρονικά μοντέλα έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς για την μοντελοποίηση της εκπομπής ακτίνων  $\gamma$  από Ενεργούς Γαλαξιακούς Πυρήνες. Συνήθως, η λεπτομερής μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος αυτών των αντικειμένων απαιτεί, μαζί με έναν πληθυσμό σχετικιστικών πρωτονίων, την παρουσία μιας επιπλέον λεπτονικής συνιστώσας η οποία είναι υπεύθυνη για την εκπομπή στις χαμηλότερες ενέργειες (από τα ραδιοκύματα έως τις υπέρυθρες ή τις ακτίνες X).

Όπως έχει δειχθεί πρόσφατα (94, 95, 118), σε συμπαγείς πηγές ακτίνων  $\gamma$ , αν ικανοποιούνται ορισμένες συνθήκες, μπορεί να αναπτυχθεί μια ακτινοβολιακή αστάθεια η οποία έχει ως αποτέλεσμα την αυτόματη απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  και την ανακατανομή της απορροφημένης λαμπρότητας ακτίνων  $\gamma$  σε ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων και τελικά σε ακτινοβολία σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτός αυτός είναι ένας μη γραμμικός βρόγχος διαδικασιών που μπορεί να λειτουργήσει ακόμα και με την απουσία αρχικού πληθυσμού χαμηλοενεργειακών φωτονίων και αναμένεται να έχει άμεσες επιπτώσεις στα προαναφερθέντα μοντέλα. Για την παρούσα εφαρμογή άλλοι βρόγχοι ανατροφοδότησης, όπως αυτός της δίδυμης γένεσης-σύγχροτρον (Pair-Production-Synchrotron or PPS-loop) (64), είναι λιγότερο σχετικοί καθώς αναπτύσσονται συνήθως σε χαμηλότερες ενέργειες πρωτονίων και σε υψηλότερες ενεργειακές πυκνότητες (32).

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι να τεθεί ένα γενικό πλαίσιο για την διερεύνηση των επιδράσεων της αυτόματης απορρόφησης φωτονίων στον παραμετρικό χώρο που είναι διαθέσιμος για την μοντελοποίηση των ακτίνων  $\gamma$  στο πλαίσιο ενός αδρονικού μοντέλου. Ως ένα παράδειγμα εστιάζουμε στις παρατηρήσεις του Φεβρουαρίου του 2006, του μπλέιζαρ 3C 279 οι οποίες πραγματοποιήθηκαν ταυτόχρονα σε περιοχές των TeV ενεργειών και των ακτίνων X.

Για αυτόν τον σκοπό, έχουμε εστιάσει μόνο στην εφαρμογή του φάσματος υψηλών ενεργειών χρησιμοποιώντας την ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων και αντιμετωπίζοντας συντηρητικά τις παρατηρήσεις ακτίνων X ως ένα άνω όριο. Βρήκαμε ότι για ένα μεγάλο εύρος παραμέτρων, η αυτόματη απορρόφηση φωτονίων παίζει κρίσιμο ρόλο καθώς η εμφάνισή της παράγει ακτίνες X οι οποίες παραβιάζουν τις παρατηρήσεις. Για να μπορέσουμε να εκτιμήσουμε τις επιδράσεις της στον παραμετρικό χώρο, έχουμε χαλαρώσει την μέθοδο του πόσο καλή είναι η εφαρμογή δεχόμενοι εφαρμογές με  $\chi^2_{\text{red}} < 1.5$ . Τα αποτελέσματά μας δείχνουν, όντας σε συμφωνία με

άλλους ερευνητές στον τομέα, ότι το αδρονικό μοντέλο απαιτεί γενικά υψηλά μαγνητικά πεδία. Επιπροσθέτως βρίσκουμε ότι η παρουσία αυτόματης απορρόφησης περιορίζει την λαμπρότητα των εισερχόμενων πρωτονίων (ή ισοδύναμα την πυκνότητα ενέργειας πρωτονίων στην περίπτωση μη σημαντικής ψύξης αυτών) η οποία, με την σειρά της, έχει ως αποτέλεσμα μια ελάχιστη τιμή του παράγοντα Doppler. Το ενδιαφέρον είναι ότι αυτές οι ιδέες δεν εφαρμόζονται σε λεπτονικά μοντέλα διότι ευνοούν πολύ πιο ασθενή μαγνητικά πεδία. Για αυτές τις τιμές η αυτόματη απορρόφηση φωτονίων δεν λειτουργεί, αφού δεν ικανοποιείται το κριτήριο της ανατροφοδότησης. Το τελευταίο είναι απαραίτητη προϋπόθεση για την εμφάνιση αυτόματης απορρόφησης και απαιτεί συγκεκριμένη τιμή του μαγνητικού πεδίου  $B_q$  για δεδομένη ενέργεια ακτίνων  $\gamma$ , ώστε να λειτουργήσει ο βρόγχος απορρόφησης. Έχουμε δείξει τόσο αναλυτικά όσο και αριθμητικά, (δείτε σχήματα 3.1 και 3.5 αντίστοιχα), ότι ο ελάχιστος παράγοντας Doppler εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου με διαφορετικό τρόπο, ανάλογα με την σχετική σχέση των  $B$  και  $B_q$ . Συγκεκριμένα, αν η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι πάνω από το  $B_q$ , τότε  $\delta_{\min} \propto B^{-1/7}$ . Για τιμές του μαγνητικού πεδίου με  $B < B_q$  η απορρόφηση δεν παίζει ρόλο. Ωστόσο, έχουμε δείξει, χρησιμοποιώντας επιχειρήματα βασισμένα στις γυροακτίνες των σωματιδίων, ότι και σε αυτήν την περίπτωση επίσης υπάρχει ένα κάτω όριο στον παράγοντα Doppler, το οποίο εξαρτάται έντονα από το  $B$ , δηλαδή  $\delta_{\min} \propto B^{-3}$ . Συνεπώς, αν θέλει κανείς να υιοθετήσει ένα χαμηλό μαγνητικό πεδίο για την περιοχή εκπομπής, είναι ακόμα εφικτά τα φητ στις TeV ακτίνες  $\gamma$ , όμως για πολύ υψηλή τιμή του παράγοντα Doppler.

Το γεγονός ότι η απορρόφηση δεν επιτρέπει στον παράγοντα Doppler να γίνει μικρότερος από κάποια τιμή είναι ενδιαφέρον και οδηγεί φυσικά στην διερεύνηση της ενεργειακής πυκνότητας των πρωτονίων μέσα στην περιοχή εκπομπής η οποία κινείται ως προς εμάς με αυτήν την χαρακτηριστική τιμή. Σε αυτήν την περίπτωση, δείξαμε πως υπάρχουν δύο τιμές του μαγνητικού πεδίου που ελαχιστοποιούν το ενεργειακό περιεχόμενο, μια που αντιστοιχεί στον κλάδο  $\delta$  με  $B < B_q$  και η άλλη με  $B > B_q$ . Για τιμές του μαγνητικού πεδίου μεταξύ των δύο τιμών του μαγνητικού πεδίου ισοκατανομής, η περιοχή εκπομπής κυριαρχείται από σωματίδια και ο λόγος  $u_p/u_B$  μπορεί να φτάσει και  $10^3$  (δείτε σχήμα 3.6). Σημειώστε ωστόσο, ότι αν υιοθετηθεί ένας παράγοντας Doppler διπλάσιος από τον ελάχιστο, τότε η υπολογισμένη πυκνότητα ενέργειας των πρωτονίων για το ίδιο μαγνητικό πεδίο θα είναι χαμηλότερη κατά σχεδόν μια τάξη μεγέθους – δείτε την εξίσωση (3.15). Επι-

### 3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΎΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΚΒΉΖΑΡ 3C 279

---

πλέον, έχουμε υπολογίσει την ισχύ του πίδακα στην περίπτωση όπου  $\delta = \delta_{\min}$  και έχουμε δείξει και αναλυτικά και αριθμητικά ότι είναι συνάρτηση του  $B$ . Η ισχύς του πίδακα είναι αρκετά υψηλή ( $10^{47} - 10^{49}$  erg/s) για ολόκληρο το εύρος τιμών του  $B$ , όπως αναμένεται στο πλαίσιο των αδρονικών μοντέλων. Μπορέσαμε επίσης να επιβεβαιώσουμε τα αποτελέσματα αυτά με έναν ημι-αναλυτικό τρόπο.

Έχουμε επαναλάβει τους παραπάνω υπολογισμούς χαλαρώνοντας την συνθήκη  $\delta = \delta_{\min}$  και ταυτόχρονα απαιτώντας οι παράμετροι να είναι τέτοιοι ώστε να ελαχιστοποιούν την ισχύ του πίδακα. Σε αυτήν την περίπτωση έχουμε δείξει ότι ενεργειακό περιεχόμενο της περιοχής εκπομπής ελαχιστοποιείται επίσης (δείτε σχήματα 3.8 και 3.9). Για επιλεγμένες τιμές του  $B$  που βρίσκονται μεταξύ των δύο τιμών ισοκατανομής, η ισχύς του πίδακα μπορεί να ελαχιστοποιηθεί, με κόστος, όμως, μιας υψηλής τιμής του  $\delta$ . Ωστόσο, έχουμε δείξει ότι για τιμές του μαγνητικού πεδίου που βρίσκονται έξω από αυτό το εύρος, δεν είναι εφικτή η ελαχιστοποίηση της ισχύος του πίδακα, καθώς αυτή μπορεί να συμβεί μόνο εάν  $\delta < \delta_{\min}$ . Έτσι, η ύπαρξη μιας ελάχιστης τιμής του  $\delta$  έχει έμμεσες συνέπειες στην ενεργητική του συστήματος.

Ένα ενδιαφέρον ερώτημα είναι αν ένα λεπτομερές φιτ στις παρατηρήσεις των ακτίνων  $X$  του 3C 279 με την πρόσθεση μιας επιπλέον λεπτονικής συνιστώσας θα έφερνε κάποια αλλαγή στις βασικές ιδέες που παρουσιάζονται εδώ. Σε αυτήν την περίπτωση εκτός από την αυτόματη απορρόφηση, λειτουργεί επίσης και η γραμμική απορρόφηση των ακτίνων  $\gamma$  από τα φωτόνια ακτίνων  $X$  που εκπέμπονται από την λεπτονική συνιστώσα. Ωστόσο, συμπεριλαμβάνοντας και αυτήν την συνιστώσα και επαναλαμβάνοντας τους αριθμητικούς υπολογισμούς της §3, βρήκαμε ότι τα αποτελέσματά μας δεν αλλάζουν. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η λαμπρότητα ακτίνων  $X$  του 3C 279 είναι σχετικά χαμηλή και συνεπώς οι επιδράσεις της γραμμικής  $\gamma\gamma$  απορρόφησης είναι ελάχιστες, τουλάχιστον μέχρι τις συμπαγότητες εκείνες, πάνω από τις οποίες αρχίζει η αυτόματη απορρόφηση φωτονίων. Εκτός από την απορρόφηση ακτίνων  $\gamma$  από τα φωτόνια σύγχροτρον που εκπέμπονται από την πρόσθετη λεπτονική συνιστώσα που συζητήθηκε πιο πάνω, ο αντίστροφος σχεδιασμός Compton αυτών των φωτονίων σε υψηλότερες ενέργειες από την ίδια λεπτονική συνιστώσα θα ήταν ένας επιπρόσθετος μηχανισμός σε λειτουργία. Τα σχεδιασμένα προς υψηλές ενέργειες φωτόνια θα βρίσκονταν στο εύρος ενέργειας των σκληρών ακτίνων  $X$  και ακτίνων  $\gamma$  και θα επηρέαζαν τους υπολογισμούς μας μόνο αν η λαμπρότητά τους  $L_{\text{ssc}}$  ήταν συγκρίσιμη με αυτήν που φέρει η συνιστώσα σύγχροτρον  $L_{\text{syn}}$ . Η προσεγγιστική σχέση  $L_{\text{ssc}} \approx (u_{\text{syn}}/u_B)L_{\text{syn}}$  δίνει μια άνω εκτίμηση για την λαμπρότητα

της συνιστώσας SSC, καθώς οι επιπτώσεις του φαινομένου Klein-Nishina θα οδηγούσαν σε χαμηλότερο  $u_{\text{syn}}$ . Κάποιος θα έπρεπε να υπολογίσει το λόγο  $u_{\text{syn}}/u_B$  για την χαμηλότερη τιμή του μαγνητικού πεδίου που θεωρήθηκε σε αυτήν την εργασία, δηλαδή για  $B = 0.4$  G. Ο ελάχιστος παράγοντας Doppler που βρήκαμε σε αυτήν την περίπτωση ήταν  $\delta_{\text{min}} = 2 \times 10^3$  (δείτε το σχήμα 3.5). Μια χονδροειδής εκτίμηση της  $u_{\text{syn}}$  είναι  $3.6 \times 10^3 \delta^{-4}$  όπου έχουμε χρησιμοποιήσει  $R = 3 \times 10^{16}$  cm και  $L_{\text{syn}}^{\text{obs}} \approx 10^{47}$  erg/s. Έτσι, για  $\delta = \delta_{\text{min}}$  κάποιος βρίσκει ότι  $u_{\text{syn}}/u_B \approx 3.5 \times 10^{-8} \ll 1$ .

Η μέθοδος εκτίμησης που προτείνεται στην παρούσα εργασία μπορεί να θεωρηθεί μια επέκταση της μεθόδου που χρησιμοποιείται ευρέως για την εκτίμηση μαγνητικών πεδίων ισοκατανομής, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα. Στην περίπτωση μας, η λεπτονική συνιστώσα σύγχροτρον αντικαθιστάται από την εκπομπή σύγχροτρον πρωτονίων και τα ραδιοκύματα από τις παρατηρήσεις πολύ υψηλών ενεργειών ακτίνων  $\gamma$ . Το καινοτόμο χαρακτηριστικό της μεθόδου μας είναι η εκτίμηση ενός ελάχιστου παράγοντα Doppler, ο οποίος είναι το αποτέλεσμα της αυτόματης απορρόφησης για αρκετά υψηλές εντάσεις μαγνητικών πεδίων. Συνιστούμε, ωστόσο, την προσοχή του αναγνώστη, στο εξής: η επίδραση της αυτόματης απορρόφησης, η οποία αναπτύσσεται όταν δεν υπάρχουν αρχικά χαμηλής ενέργειας φωτόνια στην περιοχή που εκπέμπει, είναι ορατή μόνο σε μια αυτό-συνεπή αντιμετώπιση του προβλήματος διάδοσης ακτινοβολίας.

Παρόλο που έχουμε εστιάσει στην περίπτωση του 3C 279, η μέθοδός μας μπορεί να εφαρμοστεί σε οποιαδήποτε TeV High-synchrotron peaked και Intermediate-synchrotron peaked μπλέιζαρ, αρκεί να υπάρχουν ταυτόχρονες παρατηρήσεις σε άλλα μήκη κύματος – με προτίμηση στις ακτίνες X. Το γεγονός ότι τα αριθμητικά μας αποτελέσματα είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τους αναλυτικούς υπολογισμούς προσφέρει ένα γρήγορο αλλά σαφή τρόπο υπολογισμού διάφορων φυσικών ποσοτήτων της περιοχής των πιδάκων μπλέιζαρ που εκπέμπει στις ακτίνες  $\gamma$ .

**3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΥΓΧΡΟΤΡΟΝ  
ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΓΙΑ ΕΝΕΡΓΟΥΣ ΓΑΛΑΞΙΕΣ: Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ  
ΤΟΥ ΚΒΑΖΑΡ 3C 279**

---

## Μέρος II

Ακτινοβολία και επιτάχυνση  
σωματιδίων στη φάση της  
μετάλαμψης των εκλάμψεων  
ακτίνων γάμμα





---

---

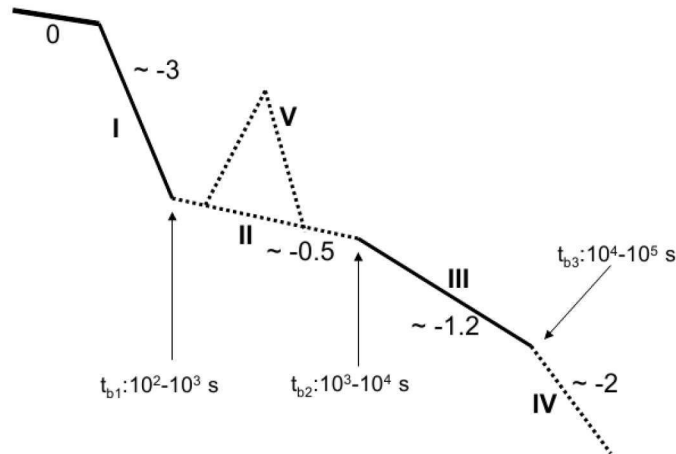
## Κεφάλαιο 4

# Επιδράσεις ενός χαμηλού άνω ορίου της κατανομής ηλεκτρονίων σε πολυκυματικά φάσματα και καμπύλες φωτός μεταλάμψεων GRB

### 4.1 Εισαγωγή

Η επιτυχημένη εκτόξευση και λειτουργία της αποστολής *Swift* της NASA (41) εγκαινίασε μία νέα εποχή στο πεδίο της έρευνας των GRB, χάρη στη δυνατότητα ταχείας περιστροφής του τηλεσκοπίου ακτίνων X (XRT, (17)) και του τηλεσκοπίου ακτίνων γ (UVOT, (108)). Αυτό επιτρέπει στο τηλεσκόπιο να προλάβει (όπως παραπέμπει και το όνομά του) την πρόιμη εκπομπή ακτίνων X και οπτικής ακτινοβολίας που ακολουθεί την άμεση εκπομπή στις ακτίνες γ που εντοπίζεται από το Burst Alert Telescope (BAT,(6)). Στα εννιά χρόνια λειτουργίας του (2004-2013) το Swift εξήγαγε μία τεράστια ποσότητα πρωτοφανούς πληροφορίας για τις μεταλάμψεις GRB. Ανάμεσα στις μεγαλύτερες του ανακαλύψεις συγκαταλέγεται η ταυτοποίηση μίας τυπικής συμπεριφοράς μετάλαμψης ακτίνων X (85, 86, 133). Αν και όλες οι καμπύλες φωτός ακτίνων X στη φάση της μετάλαμψης δεν ακολουθούν ακριβώς το ίδιο μοτίβο, όλες τους απαρτίζονται από μερικά από τα πέντε τμήματα νόμου δύναμης που

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝ'ΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB



**Σχήμα 4.1:** Τυπική μορφή καμπύλων φωτός στις ακτίνες X. Πηγή:(133)

φαίνονται στο Σχ. 4.1:

- Φάση απότομης πτώσης (I) : τυπικά, συνδέεται ομαλά με την άμεση εκπομπή (prompt emission) (6), αν και υπάρχουν διάφορα παραδείγματα όπου η επεκταμένη καμπύλη φωτός του BAT δεν συνδέεται ομαλά με την πρώιμη καμπύλη φωτός του XRT (123). Η κλίση της χρονικής πτώσης είναι  $\alpha \simeq -3$  ή ακόμα πιο απότομη (π.χ. οι (47) βρήκαν  $\alpha \simeq -5.11$  για το GRB 060729), και η φάση αυτή διαρκεί συνήθως μέχρι  $10^2 - 10^3$  s. Η φασματική κλίση των ακτίνων X συνήθως είναι διαφορετική από αυτή των μεταγενέστερων φάσεων μετάλαμψης.
- Φάση ρηχής πτώσης ή φάση οροπεδίου (II): Η τυπική κλίση της χρονικής πτώσης είναι  $\alpha \simeq -0.5$ , αν και έχουν αναφερθεί ακόμα πιο αργές μειώσεις (π.χ.  $\alpha \simeq -0.3$  για το GRB 050128 ζιτεσαμπαναεταλ05, ή  $\alpha \simeq -0.14$  για το GRB 060729 (47)). Η συνήθης διάρκεια της φάσης οροπεδίου είναι  $10^3 - 10^4$  s και ακολουθείται από τη φάση τυπικής πτώσης. Δεν έχει παρατηρηθεί καμία φασματική εξέλιξη κατά τη διάρκεια αυτής της χρονικής φάσης (π.χ. (20, 28)).
- Φάση τυπικής πτώσης (III): Με μία κλίση πτώσης  $\simeq -1.2$ , ακολουθεί σε γενικές γραμμές τις προβλέψεις του τυπικού μοντέλου μετάλαμψης πίδακας

(79, 88, 112). Παρόλα αυτά, υπάρχει ένα ποσοστό των εκλάμψεων που δεν ικανοποιούν τις σχέσεις κλειστότητας που προβλέπονται από οποιοδήποτε μοντέλο μετάλαμψης (127).

- Μετέπειτα φάση jet-break (IV): η φάση αυτή συνήθως ξεκινάει σε  $t_{obs} \geq 5 \times 10^4$  s και έχει κλίση πτώσης  $\simeq -2$ , που είναι σε συμφωνία με το τυπικό (104) ή δομημένο (109, 131) μοντέλο πίδακα για την μετάλαμψη.
- Εκλάμψεις ακτίνων X (V): Περίπου οι μισές μεταλάμψεις ακτίνων X εμφανίζουν μία ή παραπάνω εκλάμψεις (39, 55, 99), συνήθως κατά τη διάρκεια της φάσης οροπεδίου. Τυπικά, έχουν απότομες κλίσεις ανόδου και πτώσης (18, 37), με  $\delta t/t_H \ll 1$ , όπου  $\delta t$  και  $t_H$  είναι η διάρκεια και ο χρόνος κορυφής της έκλαμψης, αντίστοιχα. Σε πολλές μεταλάμψεις, υπάρχουν ενδείξεις για μια υποβόσκουσα συνιστώσα ακτινοβολίας που είναι ίδια πριν και μετά την έκλαμψη. Παρατηρούνται τόσο σε μεγάλης (37)) όσο και σε μικρής διάρκειας (21) GRB. Ακόμα, δεν υπάρχει προτίμηση σε μαλακές ή σκληρές εκλάμψεις (105).

Πέρα από τις φάσεις φυσιολογικής πτώσης και jet-break, κανένα από τα άλλα χαρακτηριστικά δεν είχε προβλεφθεί στην εποχή πριν το Swift. Αν και η φάση απότομης πτώσης και οι εκλάμψεις ακτίνων X έχουν γίνει πιο κατανοητές, η προέλευση της φάσης της ρηχής πτώσης παραμένει, μέχρι τη στιγμή συγγραφής αυτού του διδακτορικού, ασαφής. Θα συνεχίσουμε με λίγες ακόμα λεπτομέρειες για τη φάση αυτή, μιας και είναι το κύριο θέμα του παρόντος κεφαλαίου.

Το γεγονός ότι η πλειοψηφία των εκλάμψεων παρουσιάζει φασματική αλλαγή στη μετάβαση από τη φάση απότομης προς τη φάση ρηχής πτώσης (85) υποδεικνύει ότι η εκπομπή κατά τη διάρκεια αυτών των φάσεων προκύπτει από δύο φυσικά διακριτές περιοχές. Από την άλλη, είναι γνωστό ότι η φάση ρηχής πτώσης ανήκει σε αυτό που αρχικά είχε καθοριστεί ως εκπομπή μετάλαμψης, εφόσον συνδέεται ομαλά με την μειούμενη ροή που ακολουθεί νόμο δύναμης πριν το Swift. Αυτό υποστηρίζεται επιπλέον από το γεγονός ότι δεν παρατηρείται κανένα φασματικό σπάσιμο κατά τη μετάβαση αυτή (85). Η απώλεια οποιασδήποτε φασματικής αλλαγής απέρριψε τα μοντέλα που εμπεριείχαν τη μετάβαση ενός φασματικού σπασίματος στις ακτίνες X. Έτσι, τα μοντέλα που έχουν συζητηθεί μέχρι στιγμής στη λογοτεχνία επιδιώκουν να εξηγήσουν το χρονικό σπάσιμο με υδροδυναμικούς ή γεωμετρικούς όρους. Ακολουθώντας το (129) παρουσιάζουμε κάποια από αυτά τα μοντέλα:

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

1. Εισροή ενέργειας από ροή της οποίας τα τμήματα ακολουθούν μια ευρεία κατανομή παραγόντων Lorentz (103? ). Το μοντέλο αυτό υποθέτει ότι ο παράγοντας Lorentz  $\Gamma$  εισροής της ύλης ελαττώνεται με το χρόνο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ένα φυσικό σύστημα όπου τμήματα της ροής με χαμηλό  $\Gamma$  να μένουν πίσω από αυτά με υψηλό  $\Gamma$ . Μόνο όταν το μπροστινό σοκ υψηλού  $\Gamma$  επιβραδύνεται, τότε τα βραδύτερα τμήματα ροής το φτάνουν και συγκρούονται μαζί του. Για να παραχθεί μία χρονική πτώση σαν ομαλός νόμος δύναμης στη ροή, η κατανομή των  $\Gamma$  των τμημάτων της ροής θα πρέπει να έχει και αυτή μορφή νόμου δύναμης, δηλαδή  $M(> \Gamma) \propto \Gamma^{-s}$  και  $E(\Gamma) \propto \Gamma^{1-s}$ , όπου  $s < 1$  για αύξηση της συνολικής ενέργειας. Επιπρόσθετα, αυτό το μοντέλο προβλέπει τη δημιουργία ενός μη-σχετικιστικού αντίστροφου σοκ λόγω του χαμηλού σχετικού παράγοντα Lorentz μεταξύ της εισρέουσας ύλης και του ωστικού κύματος τη στιγμή της σύγκρουσης. Η συνεισφορά του αντίστροφου σοκ στην εκπομπή μετάλαμψης σε αυτή τη φάση είναι, συνεπώς, αμελητέα.
2. Εισροή ενέργειας μέσω μιας κεντρικής μηχανής με μεγάλη διάρκεια λειτουργίας (27, 67; ; ). Η πιο άμεση επεξήγηση της φάσης ρηχής πτώσης είναι ότι η συνολική ενέργεια του εξωτερικού σοκ αυξάνει με το χρόνο. Ο απλούστερος τρόπος είναι να εισαχθεί μία μακράς-διαρκείας κεντρική μηχανή είναι με μία ομαλά μεταβλητή λαμπρότητα  $L \propto t^{-q}$ , όπου  $t/r/c$  (130). Όταν δεν υπάρχουν απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας, η συνολική εισρεόμενη ενέργεια μπορεί να αυξάνεται με το χρόνο και να επιδρά σε σημαντικό βαθμό πάνω στη φυσιολογική πτώση ροής που προβλέπεται από το τυπικό μοντέλο μόνο αν  $q < 1$ . Ο περιορισμός αυτός είναι, όμως, μη-τετριμμένος. Για παράδειγμα, στο μοντέλο collapsar ο μεταγενέστερος ρυθμός προσαύξησης λόγω πρόσπτωσης ύλης είναι  $\dot{M}_{\text{acc}} \propto t^{-5/3}$ , που για περίπου σταθερή απόδοση ακτινοβολίας  $\xi$  υπονοεί ότι  $L = \xi \dot{M}_{\text{acc}} c^2 \propto t^{-5/3}$  και  $q = 5/3$  (; ). Μία άλλη πιθανότητα για μία μακράς-διαρκείας κεντρική μηχανή είναι ένας pulsar επιβραδυνόμενης περιστροφής (27, 130) με  $L \propto t^{-1}$  και  $q = 2$  στη φάση επιβράδυνσης. Τα παρατηρησιακά δεδομένα υποδηλώνουν ότι  $q \approx 0.5$ , με τις τιμές του να φτάνουν έως και 0.1 (85). Ο περιορισμός  $q < 1$  μπορεί να χαλαρωθεί εάν προστεθούν απώλειες ακτινοβολίας στη διαφορική εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας (π.χ.(130)). Το μοντέλο αυτό προβλέπει και το σχηματισμό ενός ισχυρά σχετικιστικού αντίστροφου σοκ, τουλάχιστον εάν η περιοχή κίνησης του σοκ δεν

είναι ισχυρά μαγνητισμένο (πλάσμα χαμηλού  $\sigma$ ). Πέρα από τις λεπτομέρειες, και οι δύο μηχανισμοί εισροής ενέργειας απαιτούν την ενέργεια στη μετάλαμψη να είναι συγκρίσιμη με αυτή στην φάση άμεσης εκπομπής ακτίνων  $\gamma$  (85, 133).

3. Μοντέλο πίδακα εκτός της δέσμης (off-beam jet model). Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιεί γεωμετρικά επιχειρήματα για να επεξηγήσει τη φάση ρηχής πτώσης. Οι (33) δείχνουν ότι εάν η διεύθυνση παρατήρησης βρίσκεται ελάχιστα εκτός της άκρης του πίδακα που δημιουργεί την εκπομπή μετάλαμψης, τότε ο παρατηρητής θα δει μία επιπεδοποίηση της καμπύλης φωτός, που προκύπτει απλά από το συνδυασμό της απότομης πτωτικής ουράς της εκπομπής του GRB με τη καθυστερημένη έναρξη της εκπομπής μετάλαμψης.
4. Μοντέλο πίδακα δύο συνιστωσών. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, που επίσης βασίζεται σε γεωμετρικά επιχειρήματα, η φάση οροπεδίου της καμπύλης φωτός αποδίδεται στην εκπομπή από ένα λεπτό και φαρυδύ στρώμα του πίδακα (46), ενώ η απότομη πτώση επεξηγείται ως η ουρά εκπομπής του GRB.
5. Μοντέλο προδρόμου (precursor model). Οι (56) προτείνουν ότι εάν υπάρχει ένας ασθενής σχετικιστικός πρόδρομος της κυρίας έκλαμψης, τότε μία ρηχή πτώση θα μπορούσε να παραχθεί καθώς το fireball του ίδιου του GRB σαρώνει το υλικό που εκτοξεύτηκε από τον προδρόμο.
6. Μοντέλα μεταβλητών παραμέτρων μικροφυσικής. Τα μοντέλα αυτής της κατηγορίας έχουν φαινομενολογική προέλευση και επιδιώκουν να εξηγήσουν τη ρηχή πτώση της ροής ακτίνων  $X$  υποθέτοντας ότι μία ή παραπάνω μικροφυσικές παράμετροι, όπως το  $\epsilon_e$  και το  $\epsilon_B$ , μεταβάλλονται με το χρόνο (38, 46, 56, 89).

Όλα τα προαναφερθέντα μοντέλα επιτυγχάνουν στο να εξηγήσουν κάποια αλλά όχι όλα από τα χαρακτηριστικά της εκπομπής μετάλαμψης. Στην ενότητα αυτή προτείνουμε ένα εναλλακτικό μοντέλο για την επεξήγηση της φάσης ρηχής πτώσης, όπου η μετάβαση από τις φάσεις  $I \rightarrow II \rightarrow III$  δεν είναι παρά ένα αποτέλεσμα της απάλυνσης (softening) του πολυκυματικού φάσματος μετάλαμψης στη περίπτωση μίας στενής ενεργειακής κατανομής ηλεκτρονίων. Έτσι, η προσέγγισή μας δεν βασίζεται ούτε σε υδροδυναμικά ούτε σε γεωμετρικά επιχειρήματα αλλά σε διαδικασίες ακτινοβολίας εντός του τυπικού μοντέλου μετάλαμψης. Θα δείξουμε ότι το μοντέλο μας προβλέπει επίσης τη φασματική αλλαγή μεταξύ των φάσεων I και II, ενώ η φασματική μορφή των ακτίνων  $X$  είναι επί της ουσίας σταθερή κατά τη διάρκεια



#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB

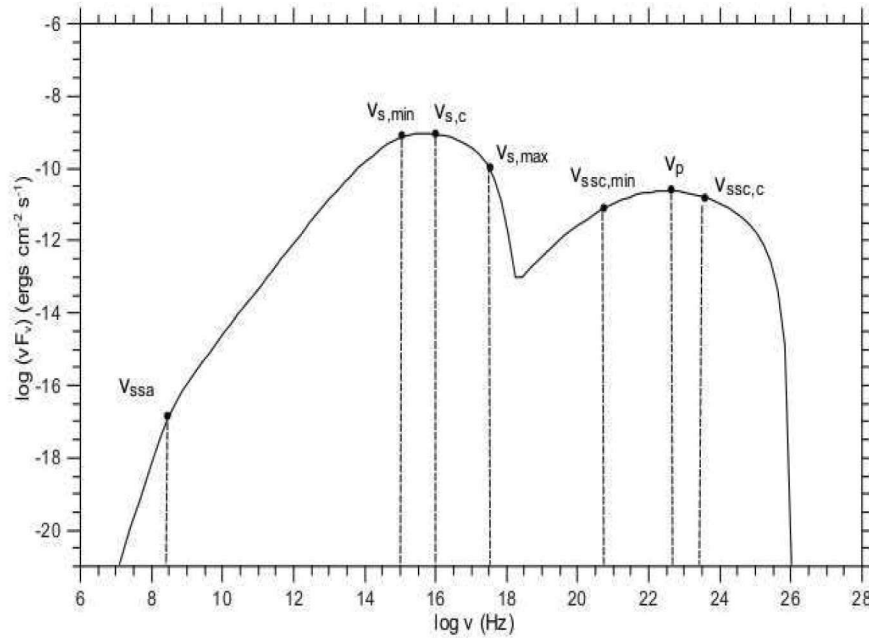
---

της μετάβασης στη φάση φυσιολογικής πτώσης. Ακολουθώντας, υιοθετούμε την τυπική θεωρία μετάλαμψης GRB, όπως παρουσιάστηκε στη §... και επικεντρωνόμαστε στις επιδράσεις που θα έχει ένα χαμηλό  $\gamma_{\max}$  στα πολυκυματικά φάσματα και στις καμπύλες φωτός της εκπομπής μετάλαμψης. Αυτό δεν έχει εξεταστεί μέχρι στιγμής, επειδή έχει υποτεθεί εμμέσως ότι το  $\gamma_{\max}$  είναι πολύ υψηλό και η ακτινοβολούσα υπογραφή του δεν συνεισφέρει σε κάποια παρατηρήσιμη μπάντα. Παρόλα αυτά, εάν έχει χαμηλή τιμή τότε ένα σπάσιμο μπορεί να εμφανιστεί διαδοχικά σε διάφορες ενεργειακές μπάντες με μειούμενη ενέργεια καθώς η συνιστώσα σύγχροτρον σταδιακά παραχωρεί τη θέση της στην αντίστοιχη του SSC. Αυτό θα παράγει καμπύλες φωτός που δεν είναι πια νόμοι δύναμης αλλά θα έχουν πιο περίπλοκες μορφές.

## 4.2 Το μοντέλο

### 4.2.1 Πρώτες αρχές

Το γενικό πλαίσιο του μοντέλου που παρουσιάζουμε εδώ βασίζεται στο τυπικό μοντέλο μετάλαμψης GRB, αλλά με κάποιες μετατροπές σχετιζόμενες κυρίως με τη προσέγγιση του φυσικού προβλήματος ((40, 92) - από εδώ και κάτω PM09). Προς χάριν πληρότητας θα επαναλάβουμε εδώ τις βασικές της αρχές: καθώς το σχετικιστικό ωστικό κύμα (RBW) που συνήθως συσχετίζεται με μεταλάμψεις GRB, διαστέλλεται, επιταχύνει με κάποιον ακαθόριστο μηχανισμό ηλεκτρόνια του περιφερικού περιβάλλοντος σε υψηλές ενέργειες. Αυτά υποθέτουμε ότι εισέρχονται πίσω από το μέτωπο του σοκ σε έναν όγκο ακτίνας  $R$  που περιέχει ένα πεπλεγμένο μαγνητικό πεδίο  $B$ . Τα σωματίδια υπόκεινται σε ακτινοβολιακές και αδιαβατικές απώλειες, και εξελίσσονται με τον χρόνο (ή την ακτίνα του (RBW) αντίστοιχα). Ταυτόχρονα εκπέμπουν ακτινοβολία μέσω σύγχροτρον και αντίστροφο σχεδασμό Compton. Έτσι, σε κάθε ακτίνα υπάρχει μία σύζευξη ανάμεσα σε ηλεκτρόνια και φωτόνια, υπό την έννοια ότι η συνάρτηση κατανομής ηλεκτρονίων καθορίζει το φάσμα φωτονίων και, ταυτόχρονα, τα φωτόνια καθορίζουν τη συνάρτηση κατανομής ηλεκτρονίων μέσω απωλειών αντίστροφου σχεδασμού Compton και, πιθανώς, επανεισαγωγή ζευγών. Η τυπική διαδικασία προσέγγισης του προβλήματος αυτού είναι η ταυτόχρονη επίλυση δύο συζευγμένων κινητικών εξισώσεων για τις συναρτήσεις κατανομής των ηλεκτρονίων και των φωτονίων που, όταν επιλυθούν, δίνουν τις προαναφερθείσες ποσότητες συναρτήσεων της ακτίνας και της ενέργειας. Οι πιο σχε-



**Σχήμα 4.2:** Πολυκυματικό φάσμα όπως προβλέπεται για μία περίπτωση όπου το άνω όριο της κατανομής των ηλεκτρονίων δεν είναι πολύ μεγαλύτερο από την κάτω όριο - στη παρούσα περίπτωση  $\gamma_{\max} = 10^4$  και  $\gamma_{\min} = 5.6 \times 10^3$ . Οι συνολικές παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι:  $E_0 = 10^{54}$  erg,  $\Gamma_0 = 400$ ,  $n_0 = 1\text{part}/\text{cm}^3$ ,  $\epsilon_B = 0.005$  και  $p = 2.3$ . Οι συνιστώσες σύγχροτρον και SSC του φάσματος φαίνονται να καμπυλώνονται ομαλά, χωρίς κάποια ξεκάθαρα κομμάτια νόμου δύναμης (τουλάχιστον για συχνότητες κάτω από  $\nu_{s,\min}$  και  $\nu_{ssc,\min}$  αντίστοιχα), κυρίως λόγω της εγγύτητας των  $\gamma_{\max}$  και  $\gamma_{\min}$ . Οι χαρακτηριστικές συχνότητες που υποδεικνύονται στο σχήμα αναφέρονται στο κείμενο.

τικές φυσικές διαδικασίες που συμπεριλαμβάνονται είναι οι: ακτινοβολία ηλεκτρονικού σύγχροτρον, αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον, αντίστροφος σκεδασμός Compton (στις περιοχές Thomson και Klein-Nishina), παραγωγή ζεύγους μέσω απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου και αδιαβατικές απώλειες (για μία πιο λεπτομερή συζήτηση πάνω στις φυσικές διαδικασίες, βλ. (75, 91)).

Για να λάβει κανείς το πολυκυματικό φάσμα των GRB σε κάθε ακτίνα  $r$  του σχετικιστικού ωστικού κύματος θα πρέπει να καθορίσει τον παράγοντα Λορεντζ της ροής  $\Gamma(r)$ , τη συγκινούμενη ακτίνα της πηγής,  $R = r/\Gamma$ , την ένταση του μαγνητικού πεδίου  $B(r)$  - που δίνεται έμμεσα από τη παράμετρο  $\epsilon_B$ , και τρεις παραμέτρους

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠ΄ΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

που σχετίζονται με την εισροή ηλεκτρονίων, δηλαδή η συνολική τους ισχύς - που καθορίζεται από την παράμετρο  $\epsilon_e$ , η κλίση  $p$  του νόμου δύναμης κατά την εισροή και τη μέγιστη αποκοπή της κατανομής τους,  $\gamma_{max}$  - η ελάχιστη αποκοπή ορίζεται από τις υπόλοιπες παραμέτρους, μέσω της εξίσωσης(4.11).

##### 4.2.2 Πολυκυματικά φάσματα

Η προσέγγιση που περιγράφηκε παραπάνω επιτρέπει σε κάποιον/α να υπολογίσει τα πολυκυματικά φάσματα φωτονίων αυτοσυνεπώς, καθώς αντιμετωπίζει εγγενώς ερωτήματα για το κατά πόσο τα ηλεκτρόνια βρίσκονται στη περιοχή γρήγορης ή αργής ψύξης. Περαιτέρω, μπορεί να υπολογίζει το φάσμα σε διάφορες περιοχές χωρίς να καταφεύγει σε μία κατακερματισμένη διαδοχή νόμων δύναμης, κάτι το οποίο μπορεί να είναι προβληματικό σε περιπτώσεις όπου οι χαρακτηριστικές συχνότητες είναι κοντά η μία στην άλλη. Τέλος, λαμβάνει υπόψιν απώλειες SSC που, όπως έχουν δείξει οι PM09 - βλ. και (111), ενδέχεται να αλλοιώσουν σε σημαντικό βαθμό το φάσμα ηλεκτρονίων και ως εκ τούτου το φάσμα φωτονίων, ακόμα και στην καλά μελετημένη περιοχή σύγχροτρον.

Κάποια από τα παραπάνω φαίνονται στο Σχ. 4.2, που δείχνει μία γενική περίπτωση πολυκυματικού φάσματος στη περίπτωση έγχυσης ηλεκτρονίων με νόμο δύναμης, με  $\gamma_{max}$  όχι πολύ μεγαλύτερο από το  $\gamma_{min}$ . Καθώς οι παράμετροι επιλέχθηκαν έτσι ώστε τα ακτινοβολούντα ηλεκτρόνια να είναι εν μέρη στη μη-ψυχροποιημένη περιοχή, το συστατικό σύγχροτρον συμπεριλαμβάνει, τουλάχιστον θεωρητικά (112), τέσσερα τμήματα: (1) τμήμα αυτοαπορροφημένου σύγχροτρον κάτω από  $\nu_{ssa}$ , (2) τμήμα χαμηλής ενέργειας τυπικού σύγχροτρον για  $\nu_{ssa} < \nu < \nu_{s,min}$ , (3) μη-ψυχροποιημένο τμήμα για  $\nu_{s,min} < \nu < \nu_{s,c}$ , και (4) ψυχροποιημένο τμήμα για  $\nu_{s,c} < \nu < \nu_{s,max}$ . Θα μπορούσε να προστεθεί εδώ η (5) εκθετική αποκοπή σύγχροτρον που εμφανίζεται πάνω από  $\nu_{s,max}$ . Ανάμεσα σε αυτά τα τμήματα θα έπρεπε να εμφανίζονται νόμοι δύναμης με διαφορετικές κλίσεις, λόγω όμως της εγγύτητας των ορίων χαμηλής και υψηλής ενέργειας της κατανομής ηλεκτρονίων, οι εναλλαγές στη συχνότητα έχουν απαλυνθεί και το φάσμα φαίνεται να καμπυλώνεται ομαλά, χωρίς κάποια καλά καθορισμένη περιοχή νόμου δύναμης, τουλάχιστον για συχνότητες άνω της  $\nu_{s,min}$ .

Το ίδιο ισχύει για το SSC κομμάτι: είναι πολύ πλατύτερο, όπως περιμέναμε, από το κομμάτι σύγχροτρον και επιπλέον έχει συνεχή καμπυλότητα. Στο Σχ. 4.2 διακρίνονται τρεις χαρακτηριστικές συχνότητες του κομματιού SSC:  $\nu_{ssc,min} = \frac{4}{3}\gamma_{min}^2\nu_{s,min}$ ,

$\nu_{\text{SSC},c} = \frac{4}{3}\gamma_c^2\nu_{s,c}$  και η συχνότητα μεγιστοποίησης  $\nu_p$ . Οι Sari & Esin (2001) έχουν δείξει αναλυτικά ότι η συχνότητα μεγιστοποίησης του κομματιού SSC στη περιοχή αργής ψύξης δίνεται από το  $\nu_{\text{SSC},c}$ . Αυτό όμως δεν αναμένεται όταν λαμβάνουμε ένα σχετικά χαμηλό  $\gamma_{\text{max}}$ , όπως στη περίπτωση του Σχ. 4.2. Μπορεί να γίνει ένας αναλυτικός υπολογισμός (που μπορεί να βρει κανείς με κάθε λεπτομέρεια στο Παράρτημα) της συχνότητας μεγιστοποίησης του SSC, στη περίπτωση μίας κατανομής ηλεκτρονίων καθαρού νόμου δύναμης, με όρια ανάμεσα στο  $\gamma_{\text{min}}$  και στο  $\gamma_{\text{max}}$ . Η συχνότητας ακμής του SSC δίνεται τότε ως  $\frac{4}{3}\gamma_{\text{max}}^2\nu_{s,\text{min}}$ , που ισούται με  $1.4 \times 10^{23}$  Hz για το παράδειγμα που δώσαμε στο Σχ. 4.2. Η αριθμητικά υπολογισμένη συχνότητα μεγιστοποίησης είναι, όμως, διαφορετική:  $\nu_p = 2.4 \times 10^{22} \text{ Hz} \approx \frac{4}{3}\gamma_c^2\nu_{s,\text{min}}$ . Το απλό αυτό παράδειγμα μας δείχνει ότι η παρουσία του λογαρίθμου Compton (45), σε συνδυασμό με το γεγονός ότι η κατανομή ηλεκτρονίων ενδέχεται να έχει τουλάχιστον δύο σπασίματα, το ένα στο  $\gamma_{\text{min}}$  και το άλλο στο  $\gamma_c$ , καθιστά κάθε απλή αναλυτική προσέγγιση πολύπλοκη. Παρόλα αυτά, για το συγκεκριμένο παράδειγμα μπορεί κανείς να δει ξεκάθαρα, σε μονάδες  $\nu F_\nu$ , ένα τμήμα αύξησης, μία πλατιά κορυφή και ένα πτωτικό τμήμα.

### 4.2.3 Καμπύλες φωτός

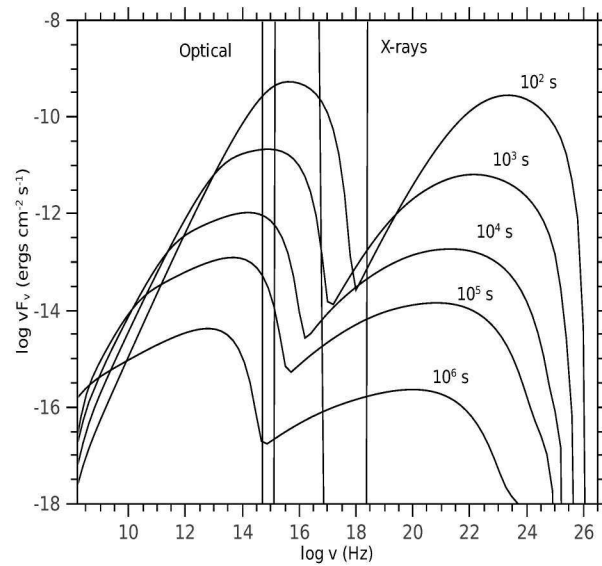
Με βάση τα παραπάνω, η παραγωγή καμπύλων φωτός για διάφορες συχνότητες είναι ξεκάθαρη υπόθεση. Παρόλα αυτά, αξίζει το κόπο να περιγράψουμε ποιοτικά μία περίπτωση όπου εμφανίζονται επιδράσεις του άνω όριου της ηλεκτρονικής κατανομής στη συνιστώσα σύγχροτρον λόγω χαμηλής τιμής στο  $\gamma_{\text{max}}$ . Ας υποθέσουμε κάποιο παράθυρο παρατήρησης μεταξύ δύο συχνοτήτων. Ας υποθέσουμε ακόμα ότι οι αρχικές παράμετροι είναι τέτοιες ώστε η ροή σε αυτό το παράθυρο να κυριαρχείται, αρχικά, από την εκπομπή σύγχροτρον. Όσο ο χρόνος εξελίσσεται στο σύστημα του παρατηρητή, αυτός/ή θα παρατηρήσει πρώτα τα διάφορα τμήματα της συνιστώσας σύγχροτρον να περνάνε δια μέσω αυτού, όπως πρωτοπροτάθηκε από τους Σαρι et al. (112). Συνεπώς, κάποια χρονική στιγμή, που καλούμε  $t_{\text{br},1}$ , ο συνδυασμός των  $\Gamma$ ,  $B$  και  $\gamma_{\text{max}}$  θα είναι τέτοιος ώστε η ροή στο παράθυρο παρατήρησης να κυριαρχείται από την εκθετική τμήμα της συνιστώσας σύγχροτρον. Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα η καμπύλη φωτός να γίνεται πιο απότομη. Στην υποθετική περίπτωση όπου δεν υπάρχει συνιστώσα SSC, ο παρατηρητής θα έβλεπε μια ολοένα και πιο απότομη μείωση της ροής και αύξηση του φασματικού δείκτη, μέχρις ότου η ροή να πέσει

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

σε πολύ χαμηλά επίπεδα, κάτω από τη διακριτική ικανότητα οποιουδήποτε οργάνου. Στη πραγματικότητα, βέβαια, σε κάποιο επίπεδο η συνιστώσα του SSC θα πρέπει να εμφανιστεί στο παράθυρο παρατήρησης και να αρχίσει να κυριαρχεί στην εκεί ροή. Αυτό θα οδηγούσε σε μία επιπεδοποίηση της καμπύλης φωτός, καθώς ο παρατηρητής θα αρχίσει να λαμβάνει φωτόνια όχι από τη συνιστώσα σύγχροτρον αλλά από την SSC. Ανάλογα με τη σχέση ανάμεσα στο  $\gamma_{\min}$  και στο  $\gamma_{\max}$ , κατά τη χρονική στιγμή  $t = t_{br,1}$  η συνιστώσα SSC θα μπορούσε να βρίσκεται, χονδρικά, σε οποιαδήποτε από τις τρεις φασματικές περιοχές της (δηλαδή αύξουσα, μέγιστη, ή πτωτική). Όπως θα εξηγήσουμε αναλυτικότερα στο επόμενο κομμάτι, εάν η συνιστώσα SSC γίνει κυρίαρχη ενώ είναι ακόμα νωρίς στην αύξουσα φάση της, η καμπύλη φωτός θα παρουσιάσει μία απότομη ανατροπή που θα έχει ως αποτέλεσμα τη ρηχή πτώση της ροής, δηλαδή ένα οροπέδιο. Εάν, από την άλλη, η μετάβαση από το σύγχροτρον στο SSC γίνει καθώς το τελευταίο βρίσκεται κοντά στην κορυφή του ή κατά την πτωτική του φάση, η καμπύλη φωτός θα εμφανίσει μία ομαλότερη επιπεδοποίηση.

Τα Σχήματα 4.3 και 4.4 δείχνουν τα αποτελέσματα μίας δοκιμής που εμφανίζει οροπέδιο στις ακτίνες X. Το σχήμα 4.3 δείχνει τη μορφή των MW φασμάτων σε πέντε διαφορετικές χρονικές στιγμές, όπως προκύπτει για ένα GRB σε  $z = 1$  με  $E_0 = 10^{54}$  ergs,  $\Gamma_0 = 400$ ,  $n_0 = 1 \text{ part/cm}^3$ ,  $\epsilon_B = 0.001$ ,  $\epsilon_e = 0.025$ ,  $p = 2.3$  και  $\gamma_{\max} = 2.4 \times 10^4$ . Παρατηρεί κανείς ότι αρχικά οι ακτίνες X κυριαρχούνται από την ουρά της συνιστώσας σύγχροτρον, που σε περίπου  $t \sim 10^3$  s έχει παραχωρήσει τη θέση του πλήρως στην συνιστώσα του SSC. Αυτή η τάση επαναλαμβάνεται ξανά σε πολύ μεταγενέστερους χρόνους ( $t \geq 5 \times 10^5$  s) στο οπτικό. Το Σχήμα 4.4 δείχνει τις αντίστοιχες καμπύλες φωτός στο οπτικό και στις ακτίνες X. Οι τελευταίες φανερώσουν ένα ξεκάθαρο οροπέδιο που σταδιακά γίνεται πιο απότομο λόγω του κυρτότητας της συνιστώσας SSC. Από την άλλη, η οπτική καμπύλη φωτός παρουσιάζει την 'τυπική' συμπεριφορά μη-σπασμένου νόμου δύναμης μέχρις ότου  $t \sim 5 \times 10^5$  s, και επιπεδοποιείται ελαφρώς σε μεταγενέστερους χρόνους, καθώς η συνιστώσα SSC γίνεται τότε κυρίαρχη στην οπτική μπάντα συχνοτήτων.

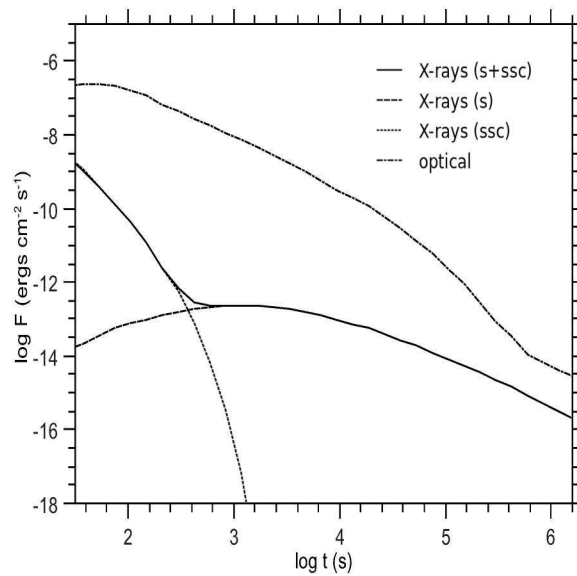
Τα παραπάνω αποτελέσματα φανερώνουν ότι για να εμφανίζουν οροπέδια οι καμπύλες φωτός στις ακτίνες X, τουλάχιστον στα πλαίσια του μοντέλου μας, η συνιστώσα SSC θα πρέπει να είναι αρκετά επίπεδη στην ενεργειακή μπάντα ακτίνων X κατά τη στιγμή που η συνιστώσα σύγχροτρον ελαττώνεται λόγω της εκθετικής εξαρτήσης από την συχνότητα, για συχνότητες πάνω από την μέγιστη. Καθώς οι παραπάνω συνθήκες σχετίζονται με το μαγνητικό πεδίο  $B(r)$  και τα κάτω και άνω



**Σχήμα 4.3:** Πολυκυματικά φάσματα σε χρονικές στιγμές στο σύστημα του παρατηρητή από  $10^2$ s έως  $10^6$ s (από πάνω προς τα κάτω). Για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν βλέπε το κείμενο. Φαίνονται ακόμα τα παράθυρα ακτίνων X και οπτικού που αντιστοιχούν στις ενεργειακές μπάντες παρατήρησης του XRT (0.3 – 10) keV και του UVOT (170 – 650) nm, αντίστοιχα.

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---



**Σχήμα 4.4:** Καμπύλες φωτός στις ακτίνες X (συνεχής γραμμή) και στο οπτικό (διακεκομμένη-στικτή γραμμή) που αντιστοιχούν στην ίδια περίπτωση με εκείνη του Σχ. 4.3. Η συνεισφορά της συνιστώσας σύγχροτρον (διακεκομμένη γραμμή) και αυτής του SSC (στικτή γραμμή) στην συνολική ροή ακτίνων X απεικονίζονται επίσης. Η οπτική καμπύλη φωτός έχει μετατοπιστεί κατά +2.5 λογαριθμικές μονάδες προς τα πάνω για λόγους καλύτερης απεικόνισης.

όρια της κατανομής των ηλεκτρονίων,  $\gamma_{\min}$  και  $\gamma_{\max}$ , αντίστοιχα, μπορεί κανείς να ποσοτικοποιήσει τις παραπάνω συνθήκες χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους του τυπικού μοντέλου μετάλαμψης. Θα εφαρμόσουμε αυτή τη προσέγγιση στην επόμενη ενότητα.

### 4.3 Επιδράσεις του $\gamma_{\max}$

Το άνω όριο της κατανομής ηλεκτρονίων,  $\gamma_{\max}$ , δεν έχει ληφθεί υπόψιν μέχρι στιγμής σαν δυναμική παράμετρος σε μοντέλα μετάλαμψης GRB. Σε αυτή την ενότητα θα δείξουμε πως ένα σχετικά χαμηλό  $\gamma_{\max}$  μπορεί να επηρεάσει τα MW φάσματα και τις αντίστοιχες καμπύλες φωτός στις ακτίνες X και το οπτικό. Υποθέτουμε ότι η μετάλαμψη παράγεται από ένα αδιαβατικό κύμα κρούσης που επιβραδύνεται ενώ αλληλεπιδρά με το διαζαλαξιακό μέσο.

Κατά τη φάση αυτή, η εξέλιξη του σχετικιστικού ωστικού κύματος περιγράφεται από την αυτο-όμοια λύση των (8):

$$\Gamma(r) = \Gamma_0 \left( \frac{r}{R_d} \right)^{-3/2} \quad \varepsilon \alpha \nu \quad r > R_d, \quad (4.1)$$

όπου

$$R_d = \left( \frac{3E_0}{4\pi n_0 m_p c^2 \Gamma_0^2} \right)^{1/3}. \quad (4.2)$$

Κάνοντας χρήση της σχέσης

$$\int_{t_0}^t dt = \int_{r_0}^r \frac{dr'}{2c\Gamma^2(r')} \quad (4.3)$$

και αγνοώντας τον όρο  $t_d = \frac{R_d}{2c\Gamma_0^2}$  σε σχέση με το  $\int_{R_d}^r \frac{dr'}{2c\Gamma^2(r')}$  βρίσκουμε ότι

$$r \approx (8ct\Gamma_0^2 R_d^3)^{1/4}. \quad (4.4)$$

Για την ισχύ του μαγνητικού πεδίου (στο σύστημα του ρευστού), υιοθετούμε τη συνήθη μορφή

$$B(r) = \sqrt{32\pi n_0 m_p \epsilon_B c} \Gamma(r). \quad (4.5)$$

Η παρατηρούμενη συχνότητα σύγχροτρον που αντιστοιχεί σε  $\gamma_{\max}$  δίνεται από:

$$\nu_{s,\max} = \Gamma \frac{eB}{2\pi m_e c} \gamma_{\max}^2 = \left( \frac{3E_0 n_0 m_p \epsilon_B^2 e^4}{32\pi^3 c^5 m_e^4} \right)^{1/4} \gamma_{\max}^2 t^{-3/4}. \quad (4.6)$$



#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΨΑΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

Λαμβάνουμε υπόψιν ένα παράθυρο στις ακτίνες X που αντιστοιχεί στην ενεργειακή μπάντα παρατήρησης του XRT, δηλαδή  $(0.3 - 10)\text{keV}$ . Ενδιαφερόμαστε για τη χρονική στιγμή  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$ , όταν τα φωτόνια που ανήκουν στην εκθετικό τμήμα του σύγχροτρον που δημιουργείται πέρα από το  $\nu_{s,\text{max}}$  (βλ. Σχήμα 4.2) διατρέχουν μία χαρακτηριστική συχνότητα της μπάντας ακτίνων X, ας πούμε  $\nu_x \approx 6.2 \times 10^{17} \text{Hz}$ . Οπότε θέτουμε  $\nu_{s,\text{coff}} = A\nu_{s,\text{max}}$  όπου  $A$  είναι ένας αριθμητικός παράγοντας της τάξης του 5 - 10 που καθορίζει πόσο βαθιά στο εκθετικό τμήμα του φάσματος θα βρίσκονται τα συγκεκριμένα φωτόνια σύγχροτρον. Τότε, η έκφραση για το  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  θα γίνει

$$t_{\text{coff},s}^{(x)} \approx \left( \frac{3E_0 n_0 m_p \epsilon_B^2 e^4}{32\pi^3 c^5 m_e^4} \right)^{1/3} \nu_x^{-4/3} A^{4/3} \gamma_{\text{max}}^{8/3}. \quad (4.7)$$

Εάν απαιτήσουμε ο χαρακτηριστικός χρόνος  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  να βρίσκεται σε ένα χρονικό διάστημα της γενικής μορφής:

$$t_k \leq t_{\text{coff},s}^{(x)} \leq t_{k+1}, \quad (4.8)$$

όπου  $t_k = 10^k \text{s}$ , οι εξισώσεις (4.7) και (4.8) συνδυάζονται για να μας δώσουν τη πρώτη περιοριστική σχέση για το  $\gamma_{\text{max}}$ :

$$g_1(E_0, n_0, \epsilon_B) \leq \gamma_{\text{max}} \leq g_2(E_0, n_0, \epsilon_B), \quad (4.9)$$

όπου  $g_{1,2}(E_0, n_0, \epsilon_B) = C_{1,2} 10^{3k/8} A^{-1/2} E_{0.54}^{-1/8} n_{0,0}^{-1/8} \epsilon_{B,-2}^{-1/4}$  με  $C_1 = 4.1 \times 10^3$  και  $C_2 = 9.7 \times 10^3$ . Θα πρέπει να έχει κανείς κατά νου το ότι η σχέση (4.8) ισχύει μόνο για τιμές της πραγματικής μεταβλητής  $k$  που εγγυώνται ότι ο χρόνος  $t_k$  είναι μεγαλύτερος από το χρόνο επιβράδυνσης  $t_d$ . Τόσο εδώ όσο και στη συνέχεια του κειμένου έχει υιοθετηθεί η σύμβαση  $Q_x \equiv Q/10^x$ , στο σύστημα μονάδων cgs. Αξίζει να αναφερθεί ότι για τις τυπικές τιμές  $E_{0.54} = n_{0,0} = \epsilon_{B,-2} = 1$  και  $k = 2$ , ο μέγιστος παράγοντας Lorentz των ηλεκτρονίων κυμαίνεται μεταξύ  $8.1 \times 10^3$  και  $1.9 \times 10^4$ , που είναι σχετικά χαμηλές τιμές. Αν και η παραπάνω διπλή ανισότητα εμπεριέχει τρεις ελεύθερες παραμέτρους του μοντέλου, η εξάρτηση από δύο από αυτές, δηλαδή από τις  $E_0$  και  $n_0$  είναι πολύ ασθενής.

Η συνιστώσα SSC παρουσιάζει μέγιστο σε μία χαρακτηριστική συχνότητα που εξαρτάται από τον λογάριθμο Compton που πρωτοπαρουσιάστηκε από τον Gould Gould (45). Στην απλούστερη περίπτωση, όπου η κατανομή ηλεκτρονίων δίνεται από έναν απλό νόμο δύναμης μεταξύ  $\gamma_{\text{min}}$  και  $\gamma_{\text{max}}$  και οι σκεδάσεις συμβαίνουν στο όριο Thomson, βρίσκεται ότι η συχνότητα μέγιστου της συνιστώσας SSC είναι

$\nu_p = \frac{4}{3}\gamma_{\max}^2\nu_{s,\min}$  (βλ. το Παράρτημα για ένα πιο λεπτομερή υπολογισμό). Σε μία γενική περίπτωση, όπου η κατανομή των ηλεκτρονίων παρουσιάζει ένα σπάσιμο από ψύξη, ο υπολογισμός της συχνότητας μεγίστου του SSC είναι πιο πολύπλοκος (βλ. **τη συζήτηση στη §6.2**). Όμως σε όλες τις περιπτώσεις η ελάχιστη συχνότητα του κύριου κλάδου του SSC, δηλαδή  $\nu_{\text{ssc},\min} = \frac{4}{3}\gamma_{\min}^2\nu_{s,\min}$  είναι μικρότερη από (όριο αργής ψύξης) ή τουλάχιστον ίση με τη συχνότητα μεγίστου. Για αυτό το λόγο επιλέγουμε να ποσοτικοποιήσουμε το χαμηλοενεργειακό κομμάτι της συνιστώσας SSC ως  $b\nu_{s,\min}$ , όπου  $b$  είναι ένας αριθμητικός παράγοντας της τάξης του 0.001 - 0.01. Για να συνεχίσουμε θα χρειαστούμε μία έκφραση για το  $\gamma_{\min}$ . Μέχρι στιγμής στα μοντέλα μετάλαμψης GRB το  $\gamma_{\max}$  δεν αντιμετωπιζόταν σαν 'δυναμική' παράμετρος, υπό την έννοια ότι η υπογραφή της δεν θα παρατηρείτο στην ενεργειακή μπάντα των ακτίνων X ή σε μπάντες χαμηλότερων ενεργειών, εφόσον υποτίθεται ότι είναι πολύ υψηλότερο από το  $\gamma_{\min}$ . Για τον λόγο αυτό η προσεγγιστική έκφραση για το  $\gamma_{\min}$

$$\gamma_{\min}^{\text{approx}} = \epsilon_e \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \Gamma(r) \quad (4.10)$$

μπορούσε να χρησιμοποιηθεί με ασφάλεια. Στη δικιά μας εργασία, όμως, όπου εξετάζουμε και περιπτώσεις με  $\gamma_{\max}$  μόνο λίγες φορές μεγαλύτερα από το  $\gamma_{\min}$ , στον αριθμητικό μας κώδικα χρησιμοποιούμε την ακριβή έκφραση που προκύπτει ως λύση της εξίσωσης:

$$\frac{\gamma_{\min}^{2-p} - \gamma_{\max}^{2-p}}{\gamma_{\min}^{1-p} - \gamma_{\max}^{1-p}} = \epsilon_e f_p \frac{m_p}{m_e} \Gamma(r), \quad (4.11)$$

όπου  $f_p = (p-2)/(p-1)$ . Καθώς η λύση της παραπάνω εξίσωσης δεν έχει κάποια σαφή αναλυτική μορφή, πρώτα βρίσκουμε έναν περιορισμό για το  $\gamma_{\max}$  χρησιμοποιώντας τη προσεγγιστική αναλυτική έκφραση που δίνεται από την εξ. (4.10). Για το χαμηλοενεργειακό κομμάτι της συνιστώσας SSC μπορούμε πλέον να γράψουμε:

$$\begin{aligned}
 b\nu_{\text{ssc},\min} &\approx \frac{2eb}{3\pi m_e} \sqrt{32\pi n_0 m_p \epsilon_B} \left( \epsilon_e \frac{m_p}{m_e} f_p \right)^4 \cdot \\
 &\cdot \left( \frac{3E_0}{2048\pi n_0 m_p c^5} \right)^{3/4} t^{-9/4}. \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

Ούτως ώστε να έχουμε επιπεδοποίηση της καμπύλης φωτός μετά το πρώτο σπάσιμο, αυτό το χαμηλοενεργειακό κομμάτι της συνιστώσας SSC θα πρέπει να εμφανίζεται

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΨΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

στη μπάνα των ακτίνων X περίπου την ίδιο χρονικό διάστημα που η συνιστώσα σύγχροτρον πέφτει. Σε πλήρη αναλογία με το  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$ , η παρατηρούμενη χρονική στιγμή  $t_{\text{ssc}}^{(x)}$  στην οποία η συχνότητα  $b\nu_{\text{ssc},\text{min}}$  εισέρχεται στη μπάνα ακτίνων X καθορίζεται από τη σχέση

$$t_{\text{ssc}}^{(x)} = \nu_x^{-4/9} \left( \frac{2eb}{3\pi m_e} \right)^{4/9} (32\pi n_0 m_p \epsilon_B)^{2/9} \left( \epsilon_e \frac{m_p}{m_e} f_p \right)^{16/9} \cdot \left( \frac{3E_0}{2048\pi n_0 m_p c^5} \right)^{1/3}. \quad (4.13)$$

Ο λόγος των δύο χαρακτηριστικών χρόνων δίνεται από την έκφραση:

$$\frac{t_{\text{ssc}}^{(x)}}{t_{\text{coff},s}^{(x)}} = \left[ \left( \nu_x \frac{m_p}{m_e} \right)^2 \frac{\pi m_p}{6e^2} \right]^{4/9} b^{4/9} A^{-4/3} \gamma_{\text{max}}^{-8/3} \left( \frac{f_p^4 \epsilon_e^4}{n_0 \epsilon_B} \right)^{4/9} \quad (4.14)$$

$$\approx 2 \times 10^{16} b^{4/9} A^{-4/3} \gamma_{\text{max}}^{-8/3} \left( \frac{f_p^4 \epsilon_e^4}{n_0 \epsilon_B} \right)^{4/9}. \quad (4.15)$$

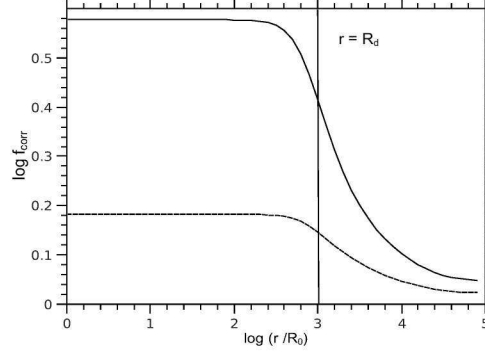
Όταν οι δύο κλίμακες χρόνου,  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  και  $t_{\text{ssc}}^{(x)}$  είναι της ίδιας τάξης μεγέθους, θα εμφανιστεί ένα σπάσιμο στην καμπύλη φωτός των ακτίνων X, καθώς η συνιστώσα σύγχροτρον δίνει τη θέση της στο χαμηλοενεργειακό κομμάτι της συνιστώσας του SSC. Δεχόμενοι ότι

$$0.2 < \frac{t_{\text{ssc}}^{(x)}}{t_{\text{coff},s}^{(x)}} < 1.0 \quad (4.16)$$

λαμβάνουμε έναν ακόμα περιορισμό για το  $\gamma_{\text{max}}$ , δηλαδή

$$h_1(n_0, \epsilon_e, \epsilon_B, f_p) < \gamma_{\text{max}} < h_2(n_0, \epsilon_e, \epsilon_B, f_p), \quad (4.17)$$

όπου οι συναρτήσεις  $h_{1,2}$  ορίζονται ως  $h_{1,2} = K_{1,2} A^{-1/2} b^{1/6} f_p^{2/3} \epsilon_{e,-1}^{2/3} n_{0,0}^{-1/6} \epsilon_{B,-2}^{-1/6}$  με  $K_1 = 6 \times 10^5$  και  $K_2 = 1.1 \times 10^6$ . Οι παραπάνω σχέσεις εξάγονται υπό την σιωπηλή υπόθεση ότι οι σχεδιάσεις συμβαίνουν στο όριο Thomson, τουλάχιστον για το χαμηλοενεργειακό κομμάτι του φάσματος SSC. Για αυτό το λόγο, επιβάλλουμε έναν ακόμα περιορισμό στο  $\gamma_{\text{max}}$ , απαιτώντας ότι η υπόθεση του σχεδασμού στη περιοχή Thomson είναι έγκυρη τουλάχιστον για  $t \sim t_{\text{coff},s}^{(x)}$ . Για αυτό χρησιμοποιούμε



**Σχήμα 4.5:** Λογαριθμικό διάγραμμα του  $f_{\text{mod}}$  ως συνάρτηση της ακτίνας  $r$  (σε μονάδες της αρχικής ακτίνας  $R_0 = 10^{14}$  cm) για δύο τιμές του λόγου  $\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min,0}}$ : 1.32 (πλήρης γραμμή) και 33 (διακεκομμένη γραμμή). Οι άλλες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι:  $E_0 = 10^{54}$  erg,  $\Gamma_0 = 400$ ,  $n_0 = 1/\text{rmpart}/\text{cm}^3$ ,  $\epsilon_B = 0.001$ ,  $\epsilon_e = 0.01$  και  $p = 2.3$ . Η ακτίνα επιβράδυνσης απεικονίζεται επίσης.

τον αδιάστατο παράγοντα

$$\begin{aligned} x &= \frac{\gamma_{\min} h \nu'_{s,\min}}{m_e c^2} \\ &= \frac{\hbar e}{8 m_e^2 c^2} \left( \frac{3 E_0 \epsilon_B}{c^5} \right)^{1/2} \left( f_p \frac{\epsilon_e m_p}{m_e} \right)^3 t^{-3/2}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

όπου οι τονούμενες ποσότητες είναι μετρημένες στο συγκινούμενο σύστημα αναφοράς. Για  $t = t_{\text{coff},s}^{(x)}$  η παράμετρος  $x$  δίνεται από τη σχέση:

$$x = \frac{\hbar f_p^3 m_p^3}{8 e m_e^3 c^2} \left( \frac{32 \pi^3}{m_p} \right)^{1/2} \nu_x^2 \epsilon_e^3 A^{-2} \gamma_{\max}^{-4} (n_0 \epsilon_B)^{-1/2} \quad (4.19)$$

Έτσι, όταν  $x < 1$  βρίσκουμε ότι:

$$\gamma_{\max} \gtrsim 50 A^{-1/2} n_{0,0}^{-1/8} f_p^{3/4} \epsilon_{e,-1}^{3/4} \epsilon_{B,-2}^{-1/8}. \quad (4.20)$$

Η παραπάνω σχέση για τυπικές τιμές παραμέτρων προσδίδει έναν ασθενή, μονάχα, περιορισμό στο  $\gamma_{\max}$ . Το ίδιο ισχύει ακόμα και αν είχαμε χρησιμοποιήσει την πιο ακριβή έκφραση για το  $\gamma_{\min}$ . Για αυτό το λόγο από εδώ και έπειτα δεν θα λαμβάνουμε υπόψιν τη περιοριστική σχέση (4.20). Έχοντας καθορίσει τις περιοριστικές σχέσεις για το  $\gamma_{\max}$  χρησιμοποιώντας τη προσεγγιστική μορφή του  $\gamma_{\min}$ , μπορούμε πλέον να εκτιμήσουμε τις προκύπτουσες διορθώσεις, αφότου λάβουμε υπόψιν την ακριβή του

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

$\log \gamma_{\max}$	$\log (\gamma_{\max}/\gamma_{\min,0})$	$\frac{2}{3} \log \bar{f}_{\text{mod}}$
4.15	0.495	0.087
4.35	0.787	0.072
5.35	2.00	0.030

**Πίνακας 4.1:** Χαρακτηριστικές τιμές της διόρθωσης που εισάγαμε με την περιοριστική σχέση 4.23. Για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν βλέπε το κείμενο.

έκφραση. Για τους σκοπούς της αναλυτικής μας μελέτης θα το μοντελοποιήσουμε ως:

$$\gamma_{\min} = f_{\text{mod}} \gamma_{\min}^{\text{approx}}, \quad (4.21)$$

όπου ο όρος  $f_{\text{mod}}$  είναι μία συνάρτηση της ακτίνας  $r$  και του λόγου  $\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min,0}}$ , όπου  $\gamma_{\min,0}$  είναι ο αρχικός ελάχιστος παράγοντας Lorentz των ηλεκτρονίων. Η συνάρτηση  $f_{\text{mod}}$  αποδίδεται γραφικά, για εποπτικούς λόγους, ως προς την ακτίνα  $r$  για δύο τιμές του  $\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min,0}}$  στο Σχήμα 4.5. Είναι προφανές ότι στο όριο  $\gamma_{\max} \gg \gamma_{\min,0}$  ισχύει  $f_{\text{mod}} \rightarrow 1$ , όπως ήταν αναμενόμενο. Καθώς η ανάλυσή μας ισχύει για την φάση επιβράδυνσης του RBW, μπορούμε να απλοποιήσουμε περαιτέρω τους υπολογισμούς με το να λάβουμε το μέσο όρο της συνάρτησης  $f_{\text{mod}}$  σε ένα διάστημα  $\bar{r} = \log r$  για  $r > R_d$ :

$$\bar{f}_{\text{mod}} \left( \frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min,0}} \right) = \frac{\int_{r>R_d} d\tilde{r} f_{\text{mod}} \left( \tilde{r}, \frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\min,0}} \right)}{\int_{r>R_d} d\tilde{r}}. \quad (4.22)$$

Αυτή η μέση παράμετρος μεταβολής μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην εξ. (4.21) αντί για το  $f_{\text{mod}}$ . Έτσι, η περιοριστική σχέση (4.17) γίνεται:

$$\bar{h}_1 < \gamma_{\max} < \bar{h}_2, \quad (4.23)$$

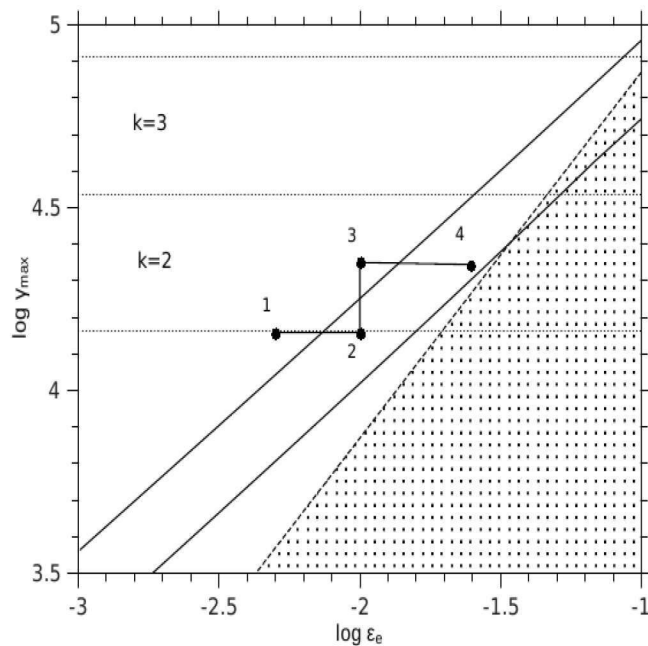
όπου  $\bar{h}_{1,2} = \bar{f}_{\text{mod}}^{2/3} h_{1,2}$ .

Στον Πίνακα 4.1 φαίνονται ορισμένες χαρακτηριστικές τιμές της διόρθωσης που εισάγαμε με τη σχέση 4.23 για  $E_0 = 10^{54}$  erg,  $\Gamma_0 = 400$ ,  $n_0 = 1 \text{ part/cm}^3$ ,  $\epsilon_B = 0.001$ ,  $\epsilon_e = 0.01$  και  $p = 2.3$ . Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (4.9) και (4.23) μπορούμε να αποδώσουμε γραφικά το  $\gamma_{\max}$  για σταθερές τιμές των  $E_0, n_0, p$  και  $\epsilon_B$ , δημιουργώντας τον χώρο παραμέτρων που φαίνεται στο Σχ. 4.6. Οι άλλες

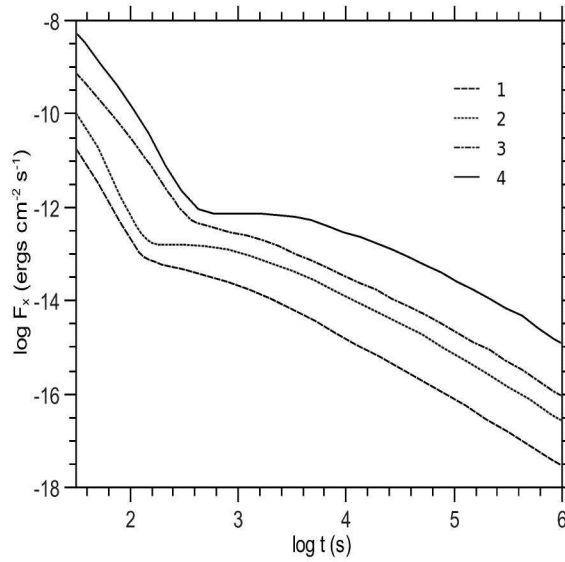
παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στον Πίνακα 4.1 παραπάνω. Οι καμπύλες που ορίζονται από τις εξισώσεις (4.9) και (4.23) δημιουργούν χαρακτηριστικές περιοχές στο χώρο παραμέτρων. Για αρχικές τιμές επιλεγμένες από τη γραμμοσκιασμένη περιοχή, η εξίσωση (4.11) έχει σαν λύση το  $\gamma_{\min,0} = \gamma_{\max}$ , χωρίς κάποια φυσική σημασία. Υπό αυτή την έννοια, η γραμμοσκιασμένη περιοχή είναι απαγορευτική. Οι οριζόντιες ζώνες που δηλώνονται ως  $k = 2$  και  $k = 3$  σχετίζονται με περιπτώσεις όπου ο χρόνος μετάπτωσης  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  είναι μεταξύ  $10^2 - 10^3$  s και  $10^3 - 10^4$  s αντίστοιχα. Η επιλογή  $k < 2$  θα αντιστοιχούσε σε περιπτώσεις όπου τα σπασίματα συμβαίνουν σε ακόμα προγενέστερες στιγμές. Ονομάζουμε τη κεκλιμένη ζώνη 'λωρίδα οροπεδίου', καθώς επιλέγοντας ένα ζεύγος  $(\epsilon_e, \gamma_{\max})$  από εκεί οδηγούμαστε σε καμπύλες φωτός ακτίνων X που παρουσιάζουν τη φάση ρηχής πτώσης, δηλαδή ένα όροπέδιο'. Περαιτέρω, εάν το ζεύγος αυτό επιλεγθεί από την τομή της 'λωρίδας οροπεδίου' με την οριζόντια ζώνη που καθορίζεται από  $k = 2$ , για παράδειγμα, η φάση οροπεδίου θα ξεκινήσει σε κάποιο χρόνο μεταξύ  $10^2 - 10^3$  s και ούτω καθεξής. Τέλος, η επιλογή ζευγών από τη περιοχή έχω από τη κεκλιμένη ζώνη οδηγεί σε καμπύλες φωτός ακτίνων X με μία μόνο αλλαγή κλίσης.

Για μία καλύτερη εξέταση του χώρου φάσεων, επιλέξαμε ζεύγη από τέσσερις ξεχωριστές περιοχές του διαγράμματος και δείχνουμε τις αντίστοιχες καμπύλες φωτός στις ακτίνες X και στο οπτικό στα Σχήματα 4.7 και 4.10. Καθώς περνάμε από το σημείο 1 στο 2, δηλαδή αυξάνοντας το  $\epsilon_e$  ενώ κρατάμε το  $\gamma_{\max}$  σταθερό, οι χρόνοι σπασίματος (βλ. Σχήμα 4.7) παραμένουν σταθεροί ενώ οι μορφές των καμπύλων φωτός παρουσιάζουν μία μετάπτωση καθώς η πτώση γίνεται πιο επίπεδη, οδηγώντας σε μία φάση οροπεδίου. Από το σημείο 2 στο 3, το σπάσιμο μετακινείται προς μεταγενέστερους χρόνους ενώ η καμπύλη φωτός γίνεται και πάλι απότομη. Αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς το σημείο 3 βρίσκεται εκτός της 'λωρίδας οροπεδίου'. Τέλος, όταν μετακινούμαστε από το σημείο 3 στο 4 η κλίση της καμπύλης φωτός μετά το σπάσιμο γίνεται επίπεδη και παράγεται ένα οροπέδιο. Αυτή η συμπεριφορά είναι η ίδια με τη προαναφερθείσα μετάπτωση από το σημείο 1 στο 2, με μόνη εξαίρεση το ότι το σπάσιμο τώρα πραγματοποιείται σε μεταγενέστερους χρόνους. Είναι άξιο παρατήρησης το ότι για όλες τις αριθμητικές εκτελέσεις που παρουσιάστηκαν στη παρούσα εργασία χρησιμοποιήσαμε την ακριβή έκφραση για το  $\gamma_{\min}$ , λύνοντας την εξίσωση (4.11). Προς αυτό το σκοπό συμπεριλάβαμε στον αριθμητικό μας κώδικα μία υπορουτίνα που χρησιμοποιεί έναν συνδυασμό των μεθόδων διχοτόμησης και Newton-Raphson (100).

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB



**Σχήμα 4.6:** Χώρος παραμέτρων για τις αρχικές τιμές των ( $\epsilon_e$  και  $\gamma_{\max}$ ) για  $E_0 = 10^{54}$  erg,  $\Gamma_0 = 400$ ,  $n_0 = 1\text{part}/\text{cm}^3$ ,  $\epsilon_B = 0.001$ , και  $p = 2.3$ . Οι αριθμητικοί παράγοντες που επιλέχθηκαν εδώ είναι  $A = 8$ ,  $b = 0.001$  (βλ. κείμενο για τον ορισμό τους). Οι στικτές γραμμές αντιστοιχούν στη περιοριστική σχέση (4.9), οι πλήρεις γραμμές στη (4.23) και η διακεκομμένη γραμμή θέτει το όριο της γραμμοσκιασμένης περιοχής, που είναι απαγορευμένη καθώς οδηγεί σε  $\gamma_{\max} = \gamma_{\min,0}$ . Οι οριζόντιες ζώνες που δηλώνονται ως  $k = 2$  και  $k = 3$  σχετίζονται με χρόνους μετάβασης  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  που βρίσκονται εντός των τιμών  $10^2 - 10^3$  s και  $10^3 - 10^4$  s αντίστοιχα. Οι συντεταγμένες ( $\epsilon_0, \gamma_{\max}$ ) των σημείων 1 έως 4 που φαίνονται στο σχήμα είναι:  $(0.005, 1.41 \times 10^4)$ ,  $(0.01, 1.41 \times 10^4)$ ,  $(0.01, 2.24 \times 10^4)$ ,  $(0.025, 2.24 \times 10^4)$  αντίστοιχα. Οι καμπύλες φωτός στις ακτίνες X και στο οπτικό που αντιστοιχούν στα προαναφερθέντα σημεία παρουσιάζονται στα επόμενα σχήματα, Σχ. 4.7 και 4.10.

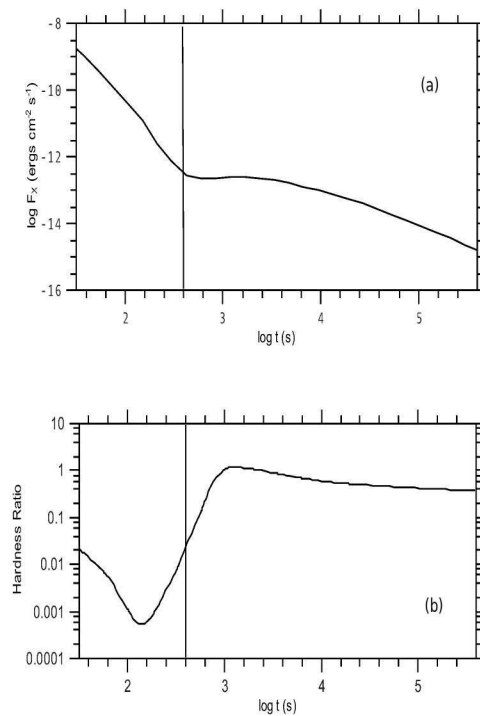


**Σχήμα 4.7:** Καμπύλες φωτός ακτίνων X για διαφορετικά σέτ παραμέτρων που αντιστοιχούν στα σημεία 1 έως 4 (από κάτω προς τα πάνω) στο Σχ. 4.6. Το πρώτο σπάσιμο των καμπύλων φωτός ακτίνων X 1 και 2 συμβαίνει περίπου στα 125 s, ενώ για τις καμπύλες φωτός 3 και 4 συμβαίνει αργότερα, για  $t \sim 650$  s. Για λόγους ευχρίνειας, οι καμπύλες 1, 3 και 4 πλοτάρονται με μετακίνηση  $-0.2$ ,  $+0.4$  και  $+0.5$  σε λογαριθμικές μονάδες ροής, αντίστοιχα.



#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---



**Σχήμα 4.8:** Ροή ακτίνων X (πλαίσιο (a)) και ο λόγος σκληρότητας ακτίνων X (πλαίσιο b), αμφότερα υπολογισμένα από τα στιγμιαία φάσματα συναρτήσει του χρόνου, όπως μετρίεται στο σύστημα του παρατηρητή. Για τον ορισμό της σκληρότητας βλέπε κείμενο. Οι αρχικές τιμές της εκτέλεσης αντιστοιχούν στο σημείο 4 του Σχ. 4.6.

Καθώς το μοντέλο που παρουσιάσαμε εδώ παράγει πολυκυματικά φάσματα για κάθε στιγμή, μπορούμε να το χρησιμοποιήσουμε για να υπολογίσουμε την εξέλιξη της αναμενόμενου λόγου σκληρότητας ακτίνων X, που ορίζεται ως ο λόγος των μετρήσεων στη μπάντα 1.5-10 keV ως προς τις μετρήσεις στη μπάντα 0.1-1.5 keV (35, 36). Για καμπύλες φωτός ακτίνων X σε φάση σαν όροπέδιο, βρίσκουμε ότι η φασματική εξέλιξη παρουσιάζει μία χαρακτηριστική τάση, καθώς το παράθυρο ακτίνων X κυριαρχείται πρώτα από τη συνιστώσα σύγχροτρον και έπειτα από τη συνιστώσα SSC. Αυτό φαίνεται στο Σχ. 4.8 που δείχνει τη ροή ακτίνων X (πλαίσιο (a) που αντιστοιχεί στο σημείο 4 του Σχ. 4.6 και το λόγο σκληρότητας ακτίνων X (πλαίσιο b) συναρτήσει του χρόνου. Σε πολύ πρώιμους χρόνους τόσο οι απαλές όσο και οι σκληρές περιοχές ακτίνων X κυριαρχούνται από φωτόνια σύγχροτρον - όμως η σκληρή μπάντα επηρεάζεται πρώτα από την αποκοπή σύγχροτρον και αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση του λόγου σκληρότητας. Σε μεταγενέστερους χρόνους, η συνιστώσα SSC αρχίζει να εμφανίζεται στη σκληρή μπάντα ενώ η μειούμενη συνιστώσα σύγχροτρον κυριαρχεί στην μαλακή μπάντα, έχοντας ως αποτέλεσμα την αύξηση του λόγου σκληρότητας. Τέλος, σε ακόμα μεταγενέστερους χρόνους και οι δυο μπάντες κυριαρχούνται από τη συνιστώσα SSC και λόγω του ότι σταδιακά γίνεται πιο απότομη ο λόγος σκληρότητας φαίνεται να πέφτει ομαλά. Ο λόγος που, τόσο εδώ όσο και αλλού σε αυτή την εργασία, έχουμε χρησιμοποιήσει λόγους σκληρότητας αντί για φασματικές κλίσεις είναι επειδή συνήθως τα αποτελέσματά μας στις ακτίνες X δεν μπορούν να προσεγγιστούν με έναν απλό νόμο δύναμης, αλλά χρειάζονται πιο πολύπλοκες συναρτήσεις - για παράδειγμα, βλ. Σχ. 4.3 σε πρώιμους χρόνους. Συνεπώς, καθώς η μετατροπή των παρατηρούμενων λόγων σκληρότητας σε φασματικές κλίσεις γίνεται συνήθως με την υπόθεση ενός υποβόσκοντος νόμου δύναμης, θα ήταν παραπλανητικό να χρησιμοποιήσουμε τα αποτελέσματα των (36). Επιπλέον, ο λόγος σκληρότητας είναι μία ποσότητα που δεν εξαρτάται από το μοντέλο, καθώς δείχνει πως αλλάζει η σκληρότητα ενός φάσματος ανεξάρτητα από το γεγονός ότι αυτό μπορεί να προέρχεται από μεταβλητή απορρόφηση ή κάποια επίδραση αποκοπής.

Θα μπορούσε κανείς να κάνει και κάποια σχόλια πάνω στο τι επιδράσεις θα έχουν οι άλλες ελεύθερες παράμετροι, που υποτέθηκαν σταθερές στο Σχ. 4.3, στο παραμετρικό χώρο. Για παράδειγμα, μία πιθανή αλλαγή του  $E_0$  θα επιδρούσε μόνο στις στικτές γραμμές του Σχ. 4.3. Η επίδραση αυτή δεν θα είναι μεγάλης σημασίας, καθώς η ανισότητα (4.9) έχει πολύ ασθενή εξάρτηση από το  $E_0$ . Γενικά, μία αύξηση

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB

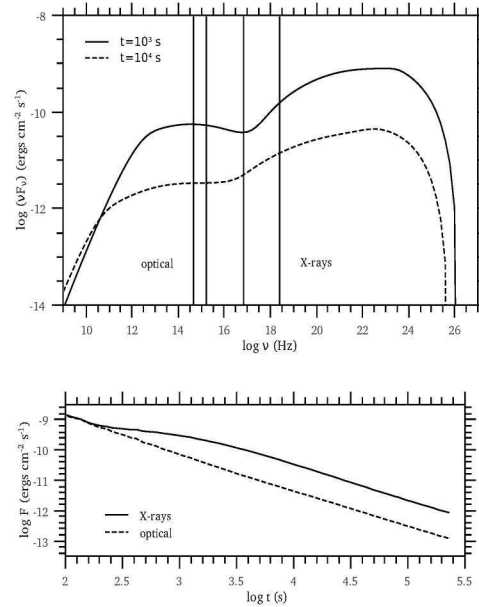
του  $\epsilon_B$  θα μετατοπίσει τη λωρίδα οροπεδίου προς τα κάτω. Αν και η παράμετρος  $\Gamma_0$  δεν εμφανίζεται ρητά στις περιοριστικές σχέσεις (4.9) και (4.17), έχει μία επίδραση στις σχετικές θέσεις της γραμμοσκιασμένης περιοχής και της λωρίδα οροπεδίου. Τέλος, η εξωτερική αριθμητική πυκνότητα  $n_0$  μπορεί αν μην επιδρά σημαντικά στη μορφή του χώρου παραμέτρων αλλά έχει μία σημαντική επίδραση πάνω στο λόγο των ροών σύγχροτρον ως προς SSC. Παρατηρούμε ότι, όπως δείχθηκε στο PM09, μία αύξηση στο  $n_0$  καθιστά τη μετάλαμψη περισσότερο κυριαρχούμενη από Compton. Αυτό αυξάνει, σε μονάδες  $\nu F_\nu$ , τη ροή ακτίνων X σε σχέση με το οπτικό και αυτός μπορεί να είναι ένας λόγος που πολλές μεταλάμψεις παρουσιάζουν υψηλότερες λαμπρότητες στη μπάντα ακτίνων X παρά στο οπτικό (113). Το Σχ. 4.9 δείχνει μία τέτοια περίπτωση. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι  $E_0 = 10^{54}$  ergs,  $\Gamma_0 = 100$ ,  $n_0 = 10^3$ ,  $\epsilon_B = 10^{-5}$ ,  $\epsilon_e = 0.032$ , και  $\gamma_{\max} = 8.2 \times 10^4$ . Για  $t > 10^3$  s, οπότε και η φασματική εξέλιξη στην ενεργειακή μπάντα των ακτίνων X δεν είναι ιδιαίτερα σημαντική, η ροή στο οπτικό βρίσκεται περίπου μία τάξη μεγέθους πιο χαμηλά από αυτή στις ακτίνες X. Καθώς το RBW επιβραδύνεται, η εκπομπή σύγχροτρον και SSC από το εξωτερικό ωστικό κύμα γίνεται ασθενέστερη και μαλακότερη (βλ. Σχ. 4.3). Ως αποτέλεσμα, η αποκοπή σύγχροτρον κάποια στιγμή  $t_{\text{coff},s}^{(\text{opt})}$  θα εισέλθει στην οπτική μπάντα. Φαίνεται κατευθείαν, υπό τις υποθέσεις του προβλήματός μας, δηλαδή όταν τα  $B \propto r^{-3/2}$  και  $\gamma_{\max}$  είναι ανεξάρτητα από το  $r$ , ότι η χρονική αυτή στιγμή συνδέεται με το  $t_{\text{coff},s}^{(x)}$  μέσω της σχέσης:

$$t_{\text{coff},s}^{(\text{opt})} = \left( \frac{\nu_x}{\nu_{\text{opt}}} \right)^{4/3} t_{\text{coff},s}^{(x)} \quad (4.24)$$

ή, ισοδύναμα, από τη σχέση

$$t_{\text{coff},s}^{(\text{opt})} \approx 2 \times 10^3 t_{\text{coff},s}^{(x)}, \quad (4.25)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε μία τυπική οπτική συχνότητα  $\nu_{(\text{opt})} = 2 \times 10^{15}$  Hz. Για τις περιπτώσεις που εκπροσωπούνται από τα σημεία 1 και 2 στο Σχ. 4.6, βρίσκει κανείς  $t_{\text{coff},s}^{(x)} \approx 125$  s (βλ. και Σχ. 4.7). Έτσι, ένα σπάσιμο στην οπτική καμπύλη φωτός αναμένεται γύρω στα  $2.5 \times 10^5$  s, που επιβεβαιώνεται αριθμητικά και φαίνεται στο Σχ. 4.10. Οι άλλες δύο οπτικές καμπύλες φωτός στο ίδιο σχήμα φανερώουν ένα σπάσιμο σε αντιστοίχως μεταγενέστερους χρόνους ( $\geq 6.3 \times 10^5$  s). Ας τονίσουμε επιπλέον ότι το σπάσιμο της οπτικής καμπύλης φωτός δεν θα είναι κατ' ανάγκη τύπου οροπεδίου. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η προκύπτουσα συνιστώσα SSC έχει



**Σχήμα 4.9:** Πολυχρωματικά φάσματα σε χρόνους παρατηρητή  $10^3$  s και  $10^4$  s (πάνω) και καμπύλες φωτός για τις μπάντες ακτίνων X και οπτικού (κάτω) για μία μετάλαμψη που κυριαρχείται από το SSC. Για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν βλ. κείμενο. Τα παράθυρα των ακτίνων X και του οπτικού είναι αυτά που δόθηκαν στο Σχ. 4.3

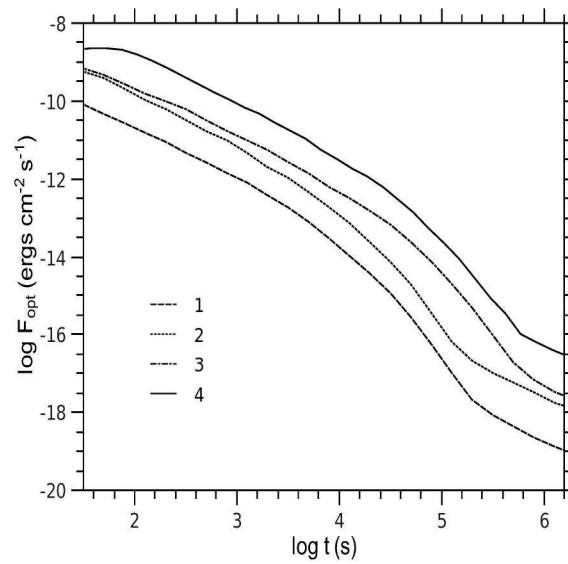
γίνει πιο απότομη από τότε που φάνηκε στο παράθυρο των ακτίνων X (βλ. Σχ. 4.3 για τη χρονική εξέλιξη της συνιστώσας SSC). Ένα φυσικό αποτέλεσμα του μοντέλου μας είναι το ότι οι οπτικές καμπύλες φωτός δεν επιδεικνύουν σπάσιμο κατά τη φάση οροπεδίου των αντίστοιχων καμπύλων φωτός στις ακτίνες X, όπως πρωτοπαρατηρήθηκε από τους (38). Αν και σε διαφορετικό πλαίσιο εργασίας, αποδείξεις για χρωματικά σπασίματα σε καμπύλες φωτός ακτίνων X συζητήθηκαν και στο (89). Χρωματικά σπασίματα στις καμπύλες φωτός οπτικού και ακτίνων X μπορούν να παραχθούν από το μοντέλο μας με μία αναμενόμενη χρονική υστέρηση που δίνεται από τη σχέση (4.25). Όπως συζητούμε στη τελευταία ενότητα, αυτός είναι ένας ισχυρός περιορισμός που αντικατοπτρίζει την εγκυρότητα των υποθέσεων του μοντέλου.

## 4.4 Βασικά αποτελέσματα

Είναι γνωστό ότι οι καμπύλες φωτός μεταλάμψεων GRB στις ακτίνες X και στο οπτικό επιδεικνύουν μία μεγάλη γκάμα συμπεριφορών. Ειδικά στη περιοχή ακτίνων X

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---



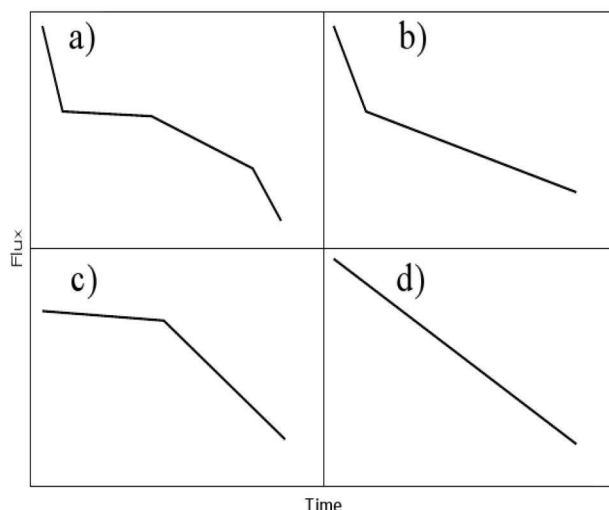
**Σχήμα 4.10:** Οπτικές καμπύλες φωτός για διαφορετικά σέτ παραμέτρων που αντιστοιχούν στα σημεία 1 έως 4 (από κάτω προς τα πάνω) από το Για λόγους ευκρινειας οι καμπύλες 1, 3 και 4 πλοτάρονται με μετακίνηση  $-0.4$ ,  $+0.2$  και  $+0.5$  σε λογαριθμικές μονάδες ροής, αντίστοιχα.

(35, 85) η συμπεριφορά αυτή μπορεί να είναι αρκετά περίεργη (βλ. Σχ. 4.11), με πολλές περιπτώσεις να φανερώνουν ένα οροπέδιο που δεν μπορεί να ερμηνευθεί εύκολα εντός του τυπικού μοντέλου. Η ανάλυση που πραγματοποιήθηκε στην §6.3 μπορεί ενδεχομένως να έχει κάποια σχετικότητα με αυτές τις παρατηρήσεις. Χρησιμοποιώντας, για παράδειγμα, το παράδειγμα του Σχ. 4.6 σαν οδηγό, μπορούμε να πούμε ότι τα οροπέδια εμφανίζονται εφόσον οι τιμές των  $\gamma_{\max}$  και  $\epsilon_e$  επιλέγονται από τη περιοχή που καθορίζεται από τις δύο πλάγιες γραμμές. Όσο κινούμαστε εντός της περιοχής εκείνης από κάτω αριστερά προς πάνω δεξιά, τα οροπέδια εμφανίζονται σε όλο και μεταγενέστερους χρόνους. Επιπλέον, η επιλογή των αρχικών παραμέτρων εκτός της περιοχής εκείνης (για παράδειγμα, από την άνω αριστερή γωνία του Σχ. 4.6) οδηγεί σε μεταλλάξεις χωρίς φάση οροπεδίου. Το Σχ. 4.12 δείχνει διάφορα είδη καμπύλων φωτός ακτίνων X που ελήφθησαν χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό μας κώδικα, και που αντιστοιχούν σε σημεία διαφορετικών περιοχών του χώρου παραμέτρων του Σχ. 4.6. Οι καμπύλες φωτός στα πλαίσια (a) και (b) αντιστοιχούν στα σημεία (4) και (1) που έχουμε δείξει στο Σχ. 4.6, ενώ οι καμπύλες φωτός των πλαισίων (c) και (d) ελήφθησαν χρησιμοποιώντας  $(\epsilon_e, \gamma_{\max}) = (0.0032, 6.3 \times 10^3)$  και  $(0.01, 10^6)$  αντίστοιχα.<sup>1</sup> Κανείς μπορεί να συγκρίνει, με μια επιφύλαξη τις καμπύλων φωτός του μοντέλου μας με αυτές του Σχ. 4.11.

Καθώς το μοντέλο μας παράγει πολυκυματικά φάσματα κάθε στιγμή, μπορούμε να το χρησιμοποιήσουμε για να υπολογίσουμε την εξέλιξη του αναμενόμενου λόγου σκληρότητας ακτίνων X, που ορίζεται ως ο λόγος των μετρήσεων στη μπάντα 1.5-10 keV (σκληρές ακτίνες X) ως προς τις μετρήσεις στη μπάντα 0.1-1.5 keV (μαλακές ακτίνες X) (36; ). Το Σχήμα 4.13 δείχνει τη χρονική εξέλιξη του λόγου σκληρότητας για καθένα από τα παραδείγματα του Σχ. 4.12. Η χρονική εξέλιξη των αντίστοιχων φασματικών δεικτών φαίνεται στα ένθετα του Σχ. 4.13 όπου η φασματική μορφή δίνει τη δυνατότητα ενός αξιόπιστου υπολογισμού τους τη δεδομένη στιγμή (για μία πιο λεπτομερή συζήτηση πάνω στη μορφή των φασμάτων ακτίνων X του μοντέλου μας βλ. παράγραφο 6.2). Για καμπύλες φωτός ακτίνων X με διακριτή φάση ρηχής πτώσης βρίσκουμε ότι η φασματική εξέλιξη παρουσιάζει μία χαρακτηριστική τάση καθώς το παράθυρο στις ακτίνες X κυριαρχείται πρώτα από τη συνιστώσα σύγχροτρον και έπειτα από την  $\Sigma\Sigma^+$  - βλ. πλαίσιο (a) στο Σχ. 4.13. Σε πολύ πρώιμους χρόνους οι μπάντες τόσο των μαλακών όσο και των σκληρών ακτίνων X κυριαρχο-

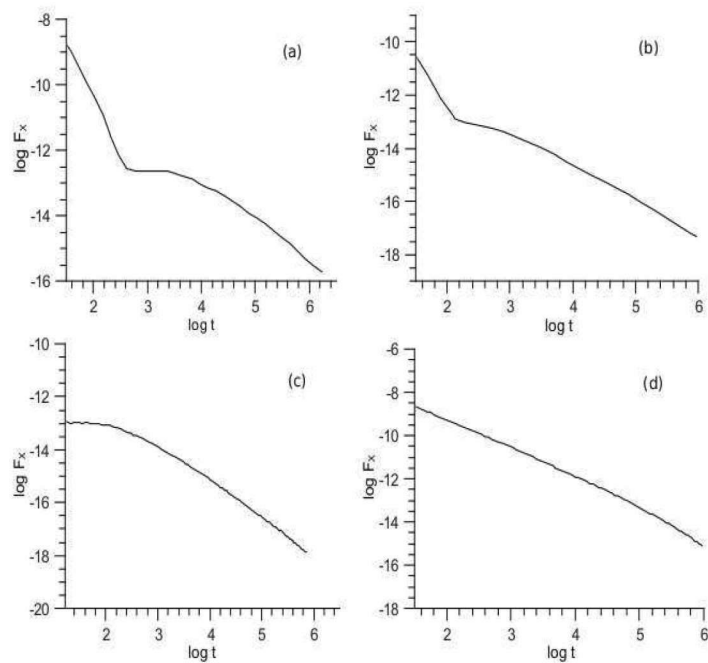
<sup>1</sup>Όλες οι άλλες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι ίδιες όπως στο Σχ. 4.6, εκτός από τη περίπτωση που αποδίδεται στο πλαίσιο (c), όπου χρησιμοποιήσαμε  $\Gamma_0 = 800$ .

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB



**Σχήμα 4.11:** Σχηματικό διάγραμμα από το (35) όπου φαίνονται οι διαφορετικές μορφολογίες καμπύλων φωτός που παρατηρούνται.

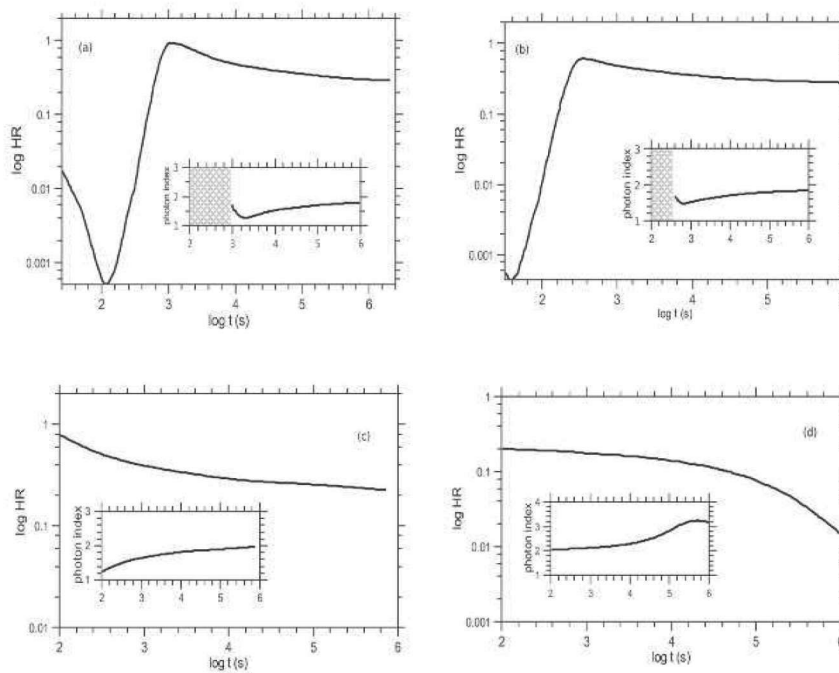
ύνται από τα φωτόνια σύγχροτρον - όμως η σκληρή μπάντα επηρεάζεται πρώτη από την αποκοπή σύγχροτρον και αυτό έχει ως αποτέλεσμα μία κατακόρυφη πτώση του λόγου σκληρότητας. Κατά τη διάρκεια αυτής της φάσης το φάσμα στις ακτίνες X διαμορφώνεται από μία εκθετική αποκοπή (εκπομπή σύγχροτρον) και μία αναδυόμενη επίπεδη συνιστώσα (εκπομπή SSC). Συνεπώς δεν μπορεί να προσεγγισθεί από έναν απλό νόμο δύναμης και να της αποδοθεί ένας συγκεκριμένος δείκτης φωτονίων (σκιασμένη περιοχή στα ένθετα). Σε μεταγενέστερους χρόνους, η συνιστώσα SSC αρχίζει να φαίνεται στη μπάντα σκληρών ακτίνων X ενώ η ελαττώμενη μαλακή συνιστώσα κυριαρχεί στη μπάντα απαλών ακτίνων X, με αποτέλεσμα την αύξηση του λόγου σκληρότητας. Τέλος, σε ακόμα μεταγενέστερους χρόνους η εκπομπή και στις δύο μπάντες ακτίνων X προέρχεται από την συνιστώσα SSC, το χαμηλοενεργειακό κομμάτι της οποίας μπορεί αν προσεγγιστεί από έναν επίπεδο νόμο δύναμης και λόγω του ότι γίνεται σταδιακά πιο απότομο, ο λόγος σκληρότητας φαίνεται να αυξάνει ελαφρά. Στις περιπτώσεις όπου η ροή ακτίνων X πέφτει σαν νόμος δύναμης με το χρόνο, όπως στο πλαίσιο (d) του Σχ. 4.12, δεν βρίσκουμε κάποια σημαντική φασματική εξέλιξη. Ο δείκτης φωτονίων είναι περίπου σταθερός για σχεδόν τρεις με τέσσερις λογαριθμικές δεκάδες χρόνου, καθώς το τμήμα μορφής νόμου δύναμης της συνιστώσας σύγχροτρον κυριαρχεί μέχρι τους μεταγενέστερους χρόνους στις ακτίνες X (βλ. ένθετο στο πλαίσιο (d) του Σχ. 4.13). Οι άλλες δύο περιπτώσεις



**Σχήμα 4.12:** Διάφορες μορφολογίες καμπύλων φωτός που προέκυψαν με τη χρήση του αριθμητικού μας κώδικα, σε αντιστοιχία με σημεία από διάφορες περιοχές του χώρου παραμέτρων που φαίνεται στο Σχ. 4.6. Οι καμπύλες φωτός από κάθε πλαίσιο μπορούν να συγκριθούν, επιφυλακτικά, με τις αντίστοιχες από το Σχ. 4.11 Για τις παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν, βλέπε κείμενο.



#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB



**Σχήμα 4.13:** Χρονική εξέλιξη του λόγου σκληρότητας για καθεμία από τις περιπτώσεις που παρουσιάστηκαν στο Σχ. 4.12. Για τον ορισμό του λόγου σκληρότητας, βλ. κείμενο. Το ένθετο σε κάθε πλαίσιο δείχνει την εξέλιξη του αντίστοιχου δείκτη φωτονίων. Οι σκιασμένες περιοχές στα ένθετα υπονοούν ότι κατά τις περιόδους εκείνες τα φάσματα του μοντέλου μας δεν μπορούν να προσεγγιστούν από έναν απλό νόμο δύναμης και έτσι ένας συγκεκριμένος δείκτης φωτονίων δεν μπορεί να αποδοθεί στο φάσμα.

στα πλαίσια (b) και (c) του Σχ. 4.13 βρίσκονται κάπου ανάμεσα στα δύο προαναφερθέντα παραδείγματα. Αν και η ποιοτική εξέλιξη του δείκτη φωτονίων με το χρόνο είναι ένα στιβαρό χαρακτηριστικό του μοντέλου μας, η ακριβής του τιμή εξαρτάται από άλλες παραμέτρους του μοντέλου, όπως η κλίση του ενεργειακού φάσματος των ηλεκτρονίων. Σε όλες τις αριθμητικές μας εκτελέσεις χρησιμοποιήσαμε την τυπική τιμή  $p = 2.3$ .

#### 4.4.1 Μοντελοποίηση καμπύλων φωτός ακτίνων X

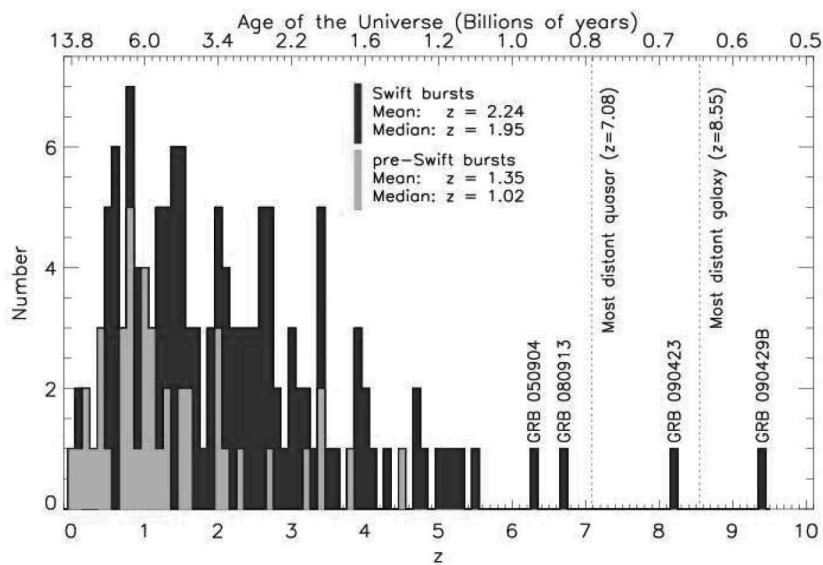
Ορμώμενοι από τις ομοιότητες στην ποιοτική συμπεριφοράς μεταξύ των καμπύλων φωτός του μοντέλου μας και των παρατηρούμενων, χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο μας ώστε να φιτάρουμε τις καμπύλες φωτός ακτίνων X δύο GRB. Δεν επιδιώξαμε, όμως, να φιτάρουμε κανέναν από τους παρατηρησιακά προκύπτοντες λόγους σκληρότητας, καθώς μία άμεση σύγκρισή τους με τα αποτελέσματα του μοντέλου μας θα ήταν ανούσια. Οι τιμές που ανακοινώθηκαν από την ομάδα *Swift* ([www.swift.ac.uk/xrtcurves](http://www.swift.ac.uk/xrtcurves)) εμπλέκουν την απόδοση του ίδιου του ανιχνευτή. Μόνο αν οι λόγοι σκληρότητας που υπολογίζονται από το μοντέλο μας 'φιλτράρονταν' από τη συνάρτηση που δίνει την απόδοση του ανιχνευτή θα μπορούσε να γίνει μία ποσοτική σύγκριση.

##### Παράδειγμα 1: GRB 050713B

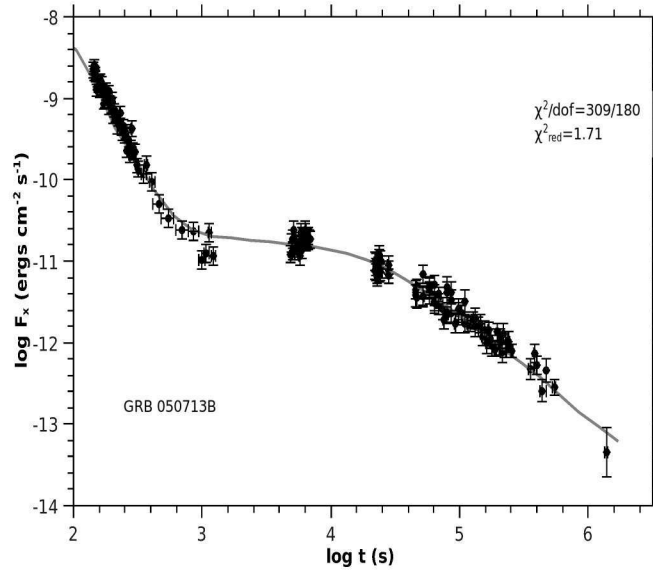
Επειδή η ερυθρομετατόπιση του GRB 050713B παραμένει άγνωστη, υιοθετούμε εδώ τη μέση τιμή της κατανομής ερυθρομετατοπίσεων μετά την έναρξη λειτουργίας του *Swift*,  $z \approx 1.95$  (57) - βλ. ακόμα Σχ. 4.14. Το διάνυσμα παραμέτρων  $(E_0, \Gamma_0, n_0, \epsilon_e, \epsilon_B, \gamma_{\max})$  που χρησιμοποιήθηκε στο φिटάρισμα του Σχ. 4.15 είναι  $(1 \times 10^{53}, 100, 100, 8 \times 10^{-2}, 2.5 \times 10^{-3}, 1.9 \times 10^4)$ . Παράδειγμα 2: GRB 060512

Το GRB 060512 βρίσκεται σε ερυθρομετατόπιση  $z = 0.4428$  (9). Η άμεση εκπομπή του στις ακτίνες γ είχε μία μόνο κορυφή και κράτησε  $\simeq 20$ s. Η καμπύλη φωτός του στις ακτίνες X πέφτει σαν νόμος δύναμης, με εξαίρεση μια πρώιμη έκλαμψη - βλ. Σχ. 4.16. Παρατηρήθηκε και μία οπτική μετάλαμψη, που πέφτει και αυτή, χρονικά, σαν νόμος δύναμης (26). Παρατηρούμε ότι κάποια από τα δεδομένα του XRT (για χρόνους μεταξύ 190 και 330 s) εξαιρέθηκαν κατά το φिटάρισμα της καμπύλης φωτός στις ακτίνες X, μια και πιθανότατα μπορούν να αποδοθούν σε μία έκλαμψη ακτίνων X. Το διάνυσμα παραμέτρων  $(E_0, \Gamma_0, n_0, \epsilon_e, \epsilon_B, \gamma_{\max})$  που χρησιμοποιήθηκε για το φिटάρισμα που φαίνεται στο Σχ. 4.16 είναι  $(6.5 \times 10^{53}, 220, 100, 2.7 \times 10^{-2}, 10^{-5}, 6.5 \times 10^4)$ . Στο κάτω πλαίσιο του Σχ. 4.16 δείχνουμε το λόγο σκληρότητας που προκύπτει

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB



**Σχήμα 4.14:** Κατανομή ερυθρομετατοπίσεων GRB πριν από το *Swift* και κατά την εποχή του *Swift*. Οι κατακόρυφες γραμμές υποδηλώνουν τις ερυθρομετατοπίσεις του πιο μακρινού γνωστού κβάρζαρ και γαλαξία (η ερυθρομετατόπιση του τελευταίου δεν έχει εξακριβωθεί φασματοσκοπικά). Λόγω της υψηλότερης ευαισθησίας του *Swift* (σε σχέση με τα *BeppoSAX* και *HETE-2*), και επιπρόσθετων παρατηρήσεων, η κατανομή ερυθρομετατοπίσεων των προ-*Swift* και *Swift* GRB είναι διαφορετικές: η μέση ερυθρομετατόπιση των *Swift* GRB είναι υψηλότερη,  $z > 2.1$  αντί του  $z > 1.4$  πριν το *Swift*. Πηγή: <http://raunvis.hi.is/pja/GRBsample.html>.



**Σχήμα 4.15:** Καμπύλη φωτός που παρατηρήθηκε από το XRT (σημεία) της έκλαμψης GRB 050713B (34, 35) και η καμπύλη φωτός όπως προκύπτει από το μοντέλο μας (κόκκινη συνεχής γραμμή). Η τιμή του  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  φαίνεται επίσης στο διάγραμμα.

από το μοντέλο μας σαν συνάρτηση του χρόνου (πλήρης γραμμή). Αν και πλοτάρονται επίσης τα παρατηρησιακά δεδομένα, δεν μπορεί να γίνει άμεση σύγκριση με αυτά για τους λόγους που διατυπώθηκαν στην αρχή αυτής της παραγράφου.

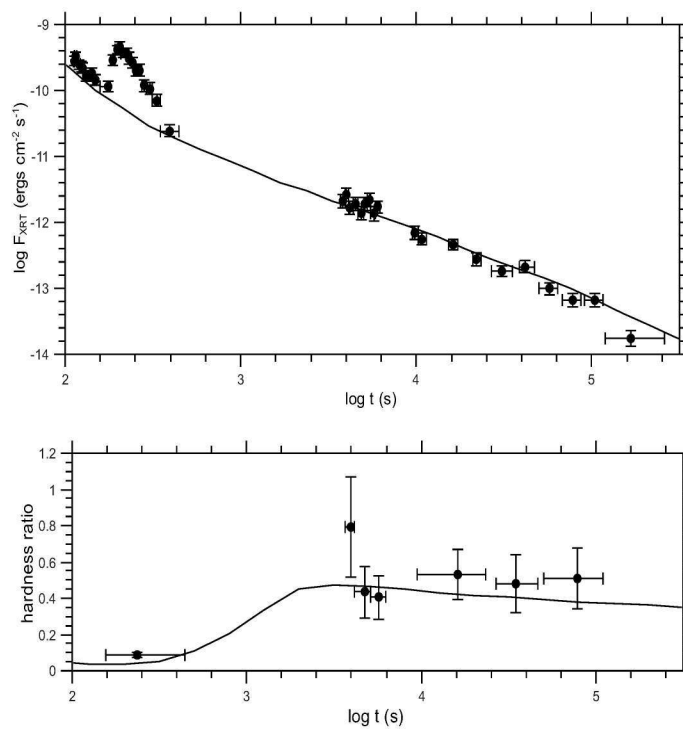
## 4.5 Σύνοψη/Συζήτηση

Σε αυτό το κεφάλαιο διερευνήσαμε το ρόλο που μπορεί να παίζει το άνω όριο της κατανομής των ηλεκτρονίων στην εξέλιξη των πολυκυματικών φασμάτων και των καμπύλων φωτός των μεταλάμψεων GRB. Για αυτό το σκοπό επιλύσαμε αυτο-συνεπώς τις κινητικές εξισώσεις που καθορίζουν την εξέλιξη των ηλεκτρονίων και την ακτινοβολία φωτονίων συναρτήσει της απόστασης (βλ. επίσης (40) και PM09). Η προσέγγιση αυτή μπορεί να αντιμετωπίσει επιτυχώς τις επιπτώσεις της ακτινοβολίας των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στο άνω όριο της κατανομής στις καμπύλες φωτός. Δείξαμε ότι ανάλογα με την υιοθετημένη τιμή του  $\gamma_{\text{max}}$  οι καμπύλες φωτός ακτίνων X μπορούν να επιδείξουν μία από τις ακόλουθες συμπεριφορές:

1. Στις περιπτώσεις όπου το  $\gamma_{\text{max}}$  δεν είναι πολύ μεγαλύτερο από τον ελάχιστο

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΪΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΉΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΪΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΆ ΦΆΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΪΛΕΣ ΦΩΤΌΣ ΜΕΤΑΛΆΜΨΕΩΝ GRB

---



**Σχήμα 4.16:** Το πάνω πλαίσιο δείχνει τη καμπύλη φωτός από το XRT (σημεία) του GRB 060512 (34, 35) και τη καμπύλη φωτός όπως προκύπτει από το μοντέλο μας (μαύρη πλήρης γραμμή), ενώ το από κάτω πλαίσιο δείχνει την εξέλιξη του λόγου σκληρότητας. Για τις παραμέτρους προσαρμογής που χρησιμοποιήθηκαν βλέπε κείμενο.

παράγοντα Lorentz  $\gamma_{\min}$ , οι καμπύλες φωτός ακτίνων X παρουσιάζουν τρεις διακριτές φάσεις. Πρώτα μία φάση απότομης πτώσης που αντιστοιχεί στην εκθετική αποκοπή της συνιστώσας σύγχροτρον. Έπειτα μία φάση οροπεδίου που προκαλείται από τη σταδιακή κυριαρχία της συνιστώσας SSC επί της μειούμενης συνιστώσας σύγχροτρον. Τέλος, μία πιο σταδιακή πτώση σαν νόμο δύναμης που αντιστοιχεί στη φυσιολογική εξέλιξη της συνιστώσας SSC. Η αναλυτική προσέγγιση που χρησιμοποιήθηκε στη παράγραφο 6.3 και που συνοψίζεται στο Σχ. 4.6 δείχνει ότι, αναλόγως των αρχικών παραμέτρων, ενδέχεται να υπάρχει μία στενή λωρίδα στο χώρο φάσεων που οδηγεί σε καμπύλες φωτός ακτίνων X με φάση οροπεδίου. Σε όλες τις περιπτώσεις βρήκαμε ότι το  $\gamma_{\max}$  θα πρέπει να μην είναι παραπάνω από έναν παράγοντα 10 υψηλότερο από το  $\gamma_{\min}$ .

2. Εάν το  $\gamma_{\max}$  δεν ικανοποιεί τον παραπάνω όρο αλλά παραμένει αρκετά κοντά στη 'λωρίδα οροπεδίου', τότε οι μεταλλάξεις ακτίνων X δεν εμφανίζουν οροπέδιο αλλά απλά μία αλλαγή στον εκθέτη του νόμου δύναμης με τον οποίο μειώνεται η ροή, δηλαδή οι τρεις φάσεις εκφυλίζονται σε δύο.
3. Σε περιπτώσεις όπου  $\gamma_{\max} \gg \gamma_{\min}$  βρίσκουμε ότι οι μεταλλάξεις ακτίνων X θα κυριαρχούνται μέχρι πολύ μεταγενέστερους χρόνους ( $\geq 10^5$ ) από τη συνιστώσα σύγχροτρον, δηλαδή λαμβάνουμε την τυπική εικόνα μετάλαμψης.

Αυτές οι τάσεις φαίνονται παραδειγματικά στα Σχ. 4.7 και 4.12. Όσον αφορά τη ροή στο οπτικό, το παρόν μοντέλο προβλέπει ότι η οπτική καμπύλη φωτός θα μιμηθεί αυτή στις ακτίνες X με δύο κύριες διαφοροποιήσεις - βλ. Σχ. 4.10. Πρώτον, το σπάσιμο στην οπτική καμπύλη φωτός θα εμφανιστεί σε πολύ μεταγενέστερους χρόνους (βλ. σχέση 4.25) και δεύτερον, μετά από το σπάσιμο η οπτική καμπύλη φωτός δεν θα εμφανίσει απαραίτητως οροπέδιο. Παρατηρήστε, όμως, ότι και οι δύο αυτές προτάσεις βασίζονται στην υπόθεση ότι το  $\gamma_{\max}$  παραμένει σταθερό καθόλη τη διάρκεια της εξέλιξης του σχετικιστικού ωστικού κύματος. Υπό αυτή την έννοια, το  $\gamma_{\max}$  αναδεικνύεται ως μία από τις σημαντικές παραμέτρους της εξέλιξης της μετάλαμψης, καθώς η επιλογή της μπορεί να ελέγξει με κρίσιμο τρόπο τη συμπεριφορά των καμπύλων φωτός στις ακτίνες X. Η εξέλιξη του λόγου σκληρότητας των ακτίνων X και των φασματικών δεικτών παρουσιάστηκαν στο Σχ. 4.13. Ο λόγος σκληρότητας που προέκυψε από το μοντέλο μας φανερώνει μία χαρακτηριστική υπογραφή που είναι συμβατή με τις παρατηρήσεις, τουλάχιστον στις πρώιμες φάσεις (19, 66). Από

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

την άλλη, είναι ακόμα αβέβαιος όσον αφορά τις μεταγενέστερες φάσεις (P. O'Brien - προσωπική επικοινωνία), καθώς η μετάβαση από το οροπέδιο στην φυσιολογική πτώση φανερώνει μία εξέλιξη του λόγου σκληρότητας κατά παράγοντα δύο, που δεν ισχύει για διάφορα συγκεκριμένα GRB (π.χ. (66, 126)). Παρόλα αυτά, όπως έχουν δείξει κάποιοι αρχικοί υπολογισμοί (96), αυτός ο περιορισμός γίνεται πολύ πιο ασθενής όταν το  $\gamma_{\max}$  αφήνεται να αυξάνει με τον χρόνο. Καθώς η μελέτη τέτοιων περιπτώσεων έγκειται πέρα από τα όρια της παρούσας εργασίας, θα ασχοληθούμε με αυτό το θέμα μελλοντικά. Είναι σημαντικό να τονίσουμε σε αυτό το σημείο ότι η στενή σχέση που βρήκαμε ανάμεσα στις καμπύλες φωτός ακτίνων X που παρουσιάζουν φάση οροπεδίου και σε τιμές του  $\gamma_{\max}$  όχι πολύ μεγαλύτερες από το  $\gamma_{\min}$  είναι αυτό που διαφοροποιεί το μοντέλο μας από άλλες εργασίες (π.χ. μακρόχρονη εισροή ενέργειας στο εξωτερικό ωστικό κύμα - μοντέλα ανανεωμένου σοκ (132), αργοπορημένη άμεση εκπομπή ακτίνων  $\gamma$  (42, 43), γεωμετρικές επιδράσεις (33, 46), παράτυπη επιβράδυνση του παράγοντα Lorentz της ροής λόγω της πίεσης ακτινοβολίας (Compton-drag force) (73), σκεδάσεις σε μεσοαστρική σκόνη (114) και άλλες). Ορισμένες πρόσφατες προσομοιώσεις Particle-In-Cell δείχνουν ότι τα περισσότερα σωματίδια επιταχύνονται σε μία σχετικιστικά Μαξγουελιανή κατανομή, ενώ ένα μικρό ποσοστό από αυτά εισρέει σαν μία υψηλο-ενεργειακή ουρά νόμου δύναμης, το άνω όριο της οποίας βρίσκεται μόνο περίπου μία τάξη μεγέθους παραπάνω από το όριο χαμηλής ενέργειας (116, 117). Παρόλα αυτά, αυτό δεν είναι ένα τελικό αποτέλεσμα, καθώς οι παρούσες αριθμητικές προσομοιώσεις δεν έχουν ακόμα φτάσει σε σταθερή κατάσταση, όπου το  $\gamma_{\max}$  αναμένεται να είναι μεγαλύτερο από αυτό που έχει βρεθεί έως τώρα. Έχει επίσης ενδιαφέρον το ότι όταν θέτουμε το  $\gamma_{\max}$  όχι πολύ ψηλότερα από το  $\gamma_{\min}$  η ποιοτική συμπεριφορά των αποτελεσμάτων μας είναι παρόμοια με αυτή που λαμβάνεται όταν κάποιος/α αντικαταστήσει την εισροή νόμου δύναμης με μία σχετικιστική Μαξγουελιανή (44). Όλες οι άλλες παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία μας είναι οι ίδιες με το τυπικό μοντέλο μετάλαμψης GRB. Η φασματική εξέλιξη κατά τη διάρκεια της απότομης πρώιμης φάσης, που παρατηρείται σε σημαντικό αριθμό μεταλάμψεων GRB (βλ. (134) για μία συστηματική μελέτη 44 απότομα πτωτικών μεταλάμψεων στις ακτίνες X), είναι ένα αναπόφευκτο αποτέλεσμα του μοντέλου μας, καθώς στη παρούσα εργασία η πρώιμη απότομη πτώση της καμπύλης φωτός ακτίνων X αποδίδεται στην εκπομπή από ένα εξωτερικό σοκ. Επιπρόσθετα, υπάρχουν κάποιες παρατηρησιακές αποδείξεις για μία πιθανή ομαλή σύνδεση ανάμεσα στη πρώιμη μετάλαμψη και την άμεση εκπομπή (6). Σε

μία τέτοια περίπτωση η παρούσα εργασία μπορεί να εκληφθεί ως μία προέκταση του υπερκρίσιμου μοντέλου (73) στη φάση της μετάλαμψης. Από την άλλη, υπάρχουν ακόμα πολλά παραδείγματα όπου η επεκταμένη καμπύλη φωτός του BAT δεν συνδέεται με την πρώιμη καμπύλη φωτός του XRT (123). Αυτό το γεγονός, σε συνδυασμό με μία ισχυρή φασματική εξέλιξη κατά τους πρώιμους χρόνους, υποδηλώνει ότι οι δύο εκπομπές παράγονται είτε από διαφορετικούς μηχανισμούς, είτε σε διαφορετικές περιοχές. Μία τέτοια μετάπτωση από την άμεση εκπομπή στην εκπομπή μετάλαμψης θα μπορούσε να εξηγηθεί στα πλαίσια του σεναρίου εσωτερικού/εξωτερικού σοκ «(97, 98) - βλ. ακόμα (29) για μία συζήτηση σχετικά με τα πιθανά σενάρια). Τέλος, θα θέλαμε να παρουσιάσουμε μερικά πιθανώς προβληματικά σημεία του μοντέλου μας - κάποια από αυτά ενδέχεται να απαντηθούν με μελλοντικές παρατηρήσεις και επιπλέον ανάλυση:

1. Στη περίπτωση μίας μετάλαμψης με φάση οροπεδίου βρίσκουμε ότι το φάσμα ακτίνων X δεν μπορεί να αναπαρασταθεί με ένα απλό νόμο δύναμης κατά τη διάρκεια της φάσης απότομης πρώιμης πτώσης. Η φασματική μορφή στη φάση αυτή μπορεί να αποδοθεί ακριβέστερα σαν μία υπέρθεση της εκθετικής αποκοπής του σύγχροτρον και του επίπεδου τμήματος του νόμου δύναμης που προκύπτει από τη συνιστώσα SSC - βλ. Σχ. 4.3.
2. Ορισμένες προκαταρκτικές προσπάθειες φιτάριασματος μεταλάμψεων ακτίνων X έχουν φανερώσει ότι, σε κάποιες περιπτώσεις (π.χ. GRB 060512, GRB 050713B), το μοντέλο μας μπορεί να αναπαράγει επιτυχώς την καμπύλη φωτός στις ακτίνες X. Εφιστούμε τη προσοχή στο ότι δεν επιχειρήσαμε κάποιο λεπτομερές φασματικό φιτάρισμα, αν και η τάση της φασματικής εξέλιξης που βρίσκουμε είναι σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις.
3. Εάν η καμπύλη φωτός εμφανίζει ένα απότομο σπάσιμο (είτε μία φάση οροπεδίου είτε μία μοναδική αλλαγή στη πτώση της κλίσης) και  $L_X/L_{\text{opt}} > 1$ , τότε το μοντέλο μας χρειάζεται υψηλές τιμές της εξωτερικής πυκνότητας ( $n \geq 100\text{cm}^{-3}$ ). Αυτό θα μπορούσε να είναι προβληματικό σε περιπτώσεις μεταλάμψεων GRB για τις οποίες εκτιμώνται χαμηλές τιμές πυκνότητας στήλης υδρογόνου  $N_H$  (113). Παρατηρούμε, όμως, ότι σε όλες τις άλλες περιπτώσεις ο παραπάνω περιορισμός στο μοντέλο μας είναι πιο χαλαρός.
4. Για τα GRB όπου η πρώιμη απότομη πτώση συνδέεται ομαλά με τη φάση



#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΪΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

άμεσης εκπομπής, το μοντέλο μας απαιτεί η μεταγενέστερη άμεση εκπομπή να κυριαρχείται ήδη από την εκπομπή του εξωτερικού σοκ. Με άλλα λόγια, η απαρχή της εκπομπής μετάλαμψης ξεκινάει πολύ πριν το πέρας της φάσεως απότομης πτώσης. Αυτό προκύπτει φυσικά στο μοντέλο εξωτερικού σοκ, αλλιώς απαιτεί μία μετάβαση από το εσωτερικό στο εξωτερικό σοκ κατά τη διάρκεια της μεταγενέστερης άμεσης φάσης.

Συνοψίζοντας, θα μπορούσαμε να πούμε ότι η χρήση του άνω ορίου της κατανομής ηλεκτρονίων ως μία ακόμα ελεύθερη παράμετρο στο τυπικό μοντέλο μετάλαμψης προσδίδει πολλά ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά στη συμπεριφορά καμπύλων φωτός/φασμάτων των μεταλάμψεων GRB. Όλα αυτά σχετίζονται με την εξέλιξη της κατανομής σχετικιστικών ηλεκτρονίων και τελικά κάνουν νύξεις για το μηχανισμό επιτάχυνσης που είναι υπεύθυνος για αυτά. Σχεδιάζουμε να ασχοληθούμε με αυτό το θέμα σε κάποια μελλοντική δημοσίευση.

#### 4.6 Παράρτημα Α: Φάσμα Synchrotron Self–Compton μίας κατανομής νόμου δύναμης ηλεκτρονίων

Υποθέτουμε μία σφαιρικά συμμετρική πηγή ακτίνας  $R$  με μαγνητικό πεδίο  $B$  τυχαίου προσανατολισμού. Η ακτινοβολία σύγχροτρον παράγεται από μία ισοτροπική κατανομή ηλεκτρονίων, της μορφής

$$n_e = k_e \gamma^{-p} \quad \gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max} \quad (4.26)$$

όπου  $p$  είναι ο εκθέτης του φάσματος νόμου δύναμης,  $\gamma_{\min}, \gamma_{\max}$  είναι οι αποκοπές της κατανομής και  $k_e$  είναι ένας παράγοντας κανονικοποίησης που καθορίζει τη πυκνότητα ηλεκτρονίων και βασίζεται στην ακτίνα  $r$  στη περίπτωση ανομοιογενούς πηγής. Ο ρυθμός παραγωγής φωτονίων σύγχροτρον ανά μονάδα ενέργειας και ανά μονάδα όγκου δίνεται από τη σχέση

$$\frac{dN_s}{d\epsilon dt} = \frac{2e^3}{m_e h^2 c^2} \left( \frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{\frac{p-1}{2}} \alpha(p) k_e B^{\frac{p+1}{2}} \epsilon^{-\frac{p+1}{2}} \quad (4.27)$$

όπου το  $\alpha(p)$  είναι ένας συνδυασμός συναρτήσεων -  $\Gamma$  (βλ. εξ. (4.60) των Βλυμεν-τηαλ ανδ Γουλντ (10)). Η Εξίσωση (4.27) ισχύει για ενέργειες φωτονίων που δεν

#### 4.6 Παράρτημα Α: Φάσμα Synchrotron Self – Compton μίας κατανομής νόμου δύναμης ηλεκτρονίων

είναι κοντά στα χαμηλά- ή υψηλοενεργειακά άκρα του φάσματος -  $\epsilon_s \gamma_{\min}^2$  και  $\epsilon_s \gamma_{\max}^2$  αντίστοιχα, όπου  $\epsilon_s = \frac{eB}{2\pi m_e c}$ . Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων σύγχροτρον στη πηγή δίνεται από τη σχέση:

$$n_s(\epsilon, r) = t_R \frac{dN_s}{d\epsilon dt} = \bar{n}_s(r) \epsilon^{-\frac{p+1}{2}} \quad (4.28)$$

όπου  $t_R$  είναι ο χρόνος διέλευσης της πηγής και  $\bar{n}_s$  είναι ο ενεργειακά ανεξάρτητος παράγοντας στη δεξιά πλευρά της εξ. (4.27). Η εξάρτηση από την ακτίνα προκύπτει από τις ποσότητες  $k_e$  και  $B$ . Η ρητή συναρτησιακή μορφή της πυκνότητας φωτονίων απαντάται στο Γουλδ (45). Παρόλα αυτά, για τον υπολογισμό του λογαρίθμου Compton σύγχροτρον μπορούμε να συνεχίσουμε χρησιμοποιώντας τη χωρική μέση τιμή της πυκνότητας φωτονίων

$$\bar{n}_s(\epsilon) = \langle \bar{n}_s \rangle \epsilon^{-\frac{p+1}{2}} \quad (4.29)$$

Όπου  $\langle \bar{n}_s \rangle = \frac{3}{R^3} \int dr d^2 \bar{n}_s(r)$ . Υποθέτουμε επιπλέον ότι η συνάρτηση εκπομπής του μηχανισμού Inverse Compton δίνεται από μία συνάρτηση-δ με κέντρο τη μέση ενέργεια ενός ανω-σχεδασμένου φωτονίου σύγχροτρον ενέργειας  $\epsilon$

$$j_{ic}(\epsilon_1; \gamma, \epsilon) = A \epsilon_1 \delta(\epsilon_1 - 4/3 \gamma^2 \epsilon) \quad (4.30)$$

όπου το  $A$  είναι ένας παράγοντας κανονικοποίησης. Τότε η συνολική SSC εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα ενέργειας δίνεται από

$$J_{ic}(\epsilon_1) = \int d\epsilon n_s(\epsilon, r) \int d\gamma N_e(\gamma) j_{ic}(\epsilon_1; \gamma, \epsilon) \quad (4.31)$$

Στη παραπάνω εξίσωση,  $N_e = K_e \gamma^{-p}$  είναι ο συνολικός αριθμός ηλεκτρονίων ανά παράγοντα Lorentz  $\gamma$  στη πηγή. Ο παράγοντας κανονικοποίησης  $K_e$  σχετίζεται με το  $k_e$  μέσω του ολοκληρώματος  $4\pi \int dr d^2 k_e(r)$ . Μπορούμε να απλοποιήσουμε επιπλέον τον υπολογισμό του ολοκληρώματος στη (4.31) με το να χρησιμοποιήσουμε τη μέση πυκνότητα φωτονίων

$$J_{ic}(\epsilon_1) = A K_e \langle \bar{n}_s \rangle \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon \epsilon^{-\frac{p+1}{2}} I(\epsilon_1, \epsilon) \quad (4.32)$$

όπου τα  $\epsilon_{\min}$  και  $\epsilon_{\max}$  είναι οι ενεργές ελάχιστες και μέγιστες ενέργειες των φωτονίων σύγχροτρον και

$$\begin{aligned} I(\epsilon_1, \epsilon) &= \int_{\tilde{\gamma}_{\min}}^{\tilde{\gamma}_{\max}} d\gamma \gamma^{-p} \epsilon_1 \delta(\epsilon_1 - \frac{4}{3} \gamma^2 \epsilon) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{-p+1} \epsilon_1^{-\frac{p-1}{2}} \epsilon^{\frac{p-1}{2}} \end{aligned} \quad (4.33)$$

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ ΆΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΪΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

για  $\frac{4}{3}\gamma_{\min}^2\epsilon < \epsilon < \frac{4}{3}\gamma_{\max}^2\epsilon$ . Το παραπάνω ολοκλήρωμα ισούται με μηδέν για κάθε άλλη τιμή του  $\epsilon_1$ . Αν, όμως, χρησιμοποιήσει κανείς τη πλήρη έκφραση για την συνάρτηση εκπομπής του Inverse Compton θα βρει ότι εκτός της ενεργειακής αυτής περιοχής η ένταση είναι κατά πολύ μειωμένη αλλά όχι ακριβώς μηδενική. Το κάτω όριο ολοκλήρωσης στη (4.33) καθορίζεται από την κινηματική του σχεδασμού Compton και από το κάτω όριο της κατανομής ηλεκτρονίων, δηλαδή

$$\tilde{\gamma}_{\min} = \max[\gamma_{\min}, (3\epsilon_1/4\epsilon)^{1/2}]. \quad (4.34)$$

Το άνω όριο της ολοκλήρωσης δίνεται από την έκφραση

$$\tilde{\gamma}_{\max} = \min[\gamma_{\max}, m_e c^2/\epsilon] \quad (4.35)$$

που λαμβάνει υπόψιν την επίδραση του ορίου Klein-Nishina στην ενεργό διατομή/εκπεψιμότητα. Για λόγους απλότητας θα συνεχίσουμε με τον υπολογισμό του φάσματος SSC υποθέτοντας ότι  $\tilde{\gamma}_{\min} = \gamma_{\min}$  και  $\tilde{\gamma}_{\max} = \gamma_{\max}$ .

### 4.7 Παράρτημα Β: Ο λογάριθμος Compton-σύγχροτρον

Η ολοκλήρωση στη κατανομή φωτονίων σύγχροτρον (βλ. εξ. (4.32), (4.33) ) μας οδηγεί σε έναν παράγοντα

$$\ln \Sigma = \ln \left( \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}} \right) \quad (4.36)$$

που ονομάζεται λογάριθμος Compton-σύγχροτρον (45). Αυτή η ποσότητα λαμβάνει υπόψιν τις ενεργές ελάχιστες και μέγιστες ενέργειες των φωτονίων σύγχροτρον, που συνεισφέρουν στον κύριο κλάδο του φάσματος SSC, δηλαδή στα ανω-σχεδασμένα φωτόνια με ενέργειες ανάμεσα σε  $\sim \epsilon_s \gamma_{\min}^4$  και σε  $\sim \epsilon_s \gamma_{\max}^4$ . Η ακριβής έκταση του τμήματος νόμου δύναμης του σύγχροτρον είναι

$$\epsilon_s \gamma_{\min}^2 < \epsilon < \epsilon_s \gamma_{\max}^2 \quad (4.37)$$

όπου  $\epsilon_s = \frac{eB}{2\pi m_e c}$ . Στην προηγούμενη ενότητα δείξαμε ότι το φάσμα του SSC διαφέρει σημαντικά από το μηδέν μόνο για ενέργειες των ανω-σχεδασμένων φωτονίων μεταξύ

$$\frac{4}{3}\gamma_{\min}^2\epsilon < \epsilon_1 < \frac{4}{3}\gamma_{\max}^2\epsilon \quad (4.38)$$

Από τις εξισώσεις (4.37), (4.38) βρίσκουμε  $\epsilon < \epsilon_s \gamma_{\max}^2$  και  $\epsilon < 3\epsilon_1/4\gamma_{\min}^2$ .

## 4.7 Παράρτημα Β: Ο λογάριθμος Compton-σύγχροτρον

1. Εάν  $3\epsilon_1/4\gamma_{\min}^2 < \epsilon_s\gamma_{\max}^2$  τότε θέτουμε

$$\epsilon_{\max} = 3\epsilon_1/4\gamma_{\min}^2 \quad (4.39)$$

$$\epsilon_{\min} = \epsilon_s\gamma_{\max}^2 \quad (4.40)$$

Έτσι,

$$\Sigma = \frac{3\epsilon_1}{4\epsilon_s\gamma_{\min}^4}, \quad \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^4 < \epsilon_1 < \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2 \quad (4.41)$$

2. Εάν  $3\epsilon_1/4\gamma_{\min}^2 > \epsilon_s\gamma_{\max}^2$  τότε

$$\epsilon_{\max} = \epsilon_s\gamma_{\max}^2 \quad (4.42)$$

Όμως τα φωτόνια σύγχροτρον με ενέργεια  $\epsilon_s\gamma_{\max}^2$  δεν μπορούν να ανω-σχεδασθούν σε ενέργειες  $\epsilon_1 > \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2$ . Σε αυτή τη περίπτωση η ενεργός ελάχιστη ενέργεια των φωτονίων σύγχροτρον δίνεται από

$$\epsilon_{\min} = \frac{3\epsilon_1}{4\gamma_{\max}^2} \quad (4.43)$$

Έτσι βρίσκουμε

$$\Sigma = \frac{4\epsilon_s\gamma_{\max}^4}{3\epsilon_1}, \quad \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2 < \epsilon_1 < \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\max}^4 \quad (4.44)$$

$$\epsilon_1 J_{\text{ic}} \propto \epsilon_1^{-\frac{(p-3)}{2}} \begin{cases} \ln\left(\frac{3\epsilon_1}{4\epsilon_s\gamma_{\min}^4}\right), & \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^4 < \epsilon_1 < \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2 \\ \ln\left(\frac{4\epsilon_s\gamma_{\max}^4}{3\epsilon_1}\right), & \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2 < \epsilon_1 < \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\max}^4 \end{cases} \quad (4.45)$$

Η παραπάνω συνάρτηση έχει μέγιστο στη χαρακτηριστική ενέργεια

$$\epsilon_{\text{peak}} = \frac{4}{3}\epsilon_s\gamma_{\min}^2\gamma_{\max}^2 \quad (4.46)$$

τουλάχιστον για φάσματα με εκθέτη  $p < 3$ .

#### 4. ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΟΣ ΧΑΜΗΛΟΥ Ή ΑΝΩ ΟΡΙΟΥ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΟΛΥΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΦΩΤΟΣ ΜΕΤΑΛΛΑΜΨΕΩΝ GRB

---

# Βιβλιογραφία

- [1] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, and et al. A change in the optical polarization associated with a  $\gamma$ -ray flare in the blazar 3C279. *Nature*, 463:919–923, February 2010. doi: 10.1038/nature08841. 134
- [2] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, B. Behera, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhner, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, T. Bouteiller, I. Braun, E. Brion, A. M. Brown, R. Bühler, I. Büsching, T. Bulik, S. Carrigan, P. M. Chadwick, A. C. Clapson, L.-M. Chounet, G. Coignet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, W. Domainko, L. O. Drury, G. Dubus, J. Dyks, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, C. Farnier, F. Feinstein, A. Fiasson, A. Förster, G. Fontaine, S. Funk, S. Funk, M. Füßling, Y. A. Gallant, B. Giebels, J. F. Glicenstein, B. Glück, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, E. Kendziorra, M. Kerschhaggl, B. Khélifi, N. Komin, K. Kosack, G. Lamanna, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemiére, M. Lemoine-Goumard, J.-P. Lenain, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, G. Maurin, T. J. L. McComb, R. Moderski, E. Moulin, M. de Naurois, D. Nedbal, S. J. Nolan, J.-P. Olive, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ostrowski, M. Panter, G. Pedalletti, G. Pelletier, P.-O. Petrucci, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, S. Ranchon, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, M. Renaud, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, S. Rosier-Lees, G. Rowell, B. Rudak, J. Ruppel, V. Sahakian, A. Santangelo, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, R. Schröder, U. Schwanke, S. Schwarzburg, S. Schwemmer, A. Shalchi, H. Sol, D. Spangler, L. Stawarz, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, P. H. Tam, J.-P. Tavernet, R. Terrier, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, M. Vivier, H. J. Völk, F. Volpe, S. J. Wagner, M. Ward, and A. A. Zdziarski. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *ApJ*, 664:L71–L74, August 2007. doi: 10.1086/520635. 89
- [3] J. Aleksić, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Backes, J. A. Barrio, D. Bastieri, J. Becerra González, W. Bednarek, A. Berdyugin, K. Berger, E. Bernardini, A. Biland, O. Blanch, R. K. Bock, A. Boller, G. Bonoli, D. Borla Tridon, I. Braun, T. Bretz, A. Cañellas, E. Carmona, A. Carosi, P. Colin, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, L. Cossio, S. Covino, F. Dazzi, A. de Angelis, E. de Cea Del Pozo, B. de Lotto, C. Delgado Mendez, A. Diago Ortega, M. Dörmert, A. Domínguez, D. Dominis Prester, D. Dorner, M. Doro, D. Elsaesser, D. Ferenc, M. V. Fonseca, L. Font, C. Fruck, R. J. García López, M. Garczarczyk, D. Garrido, G. Giavitto, N. Godinović, D. Hadasch, D. Häfner, A. Herrero, D. Hildebrand, J. Hose, D. Hrupec, B. Huber, T. Jogler, S. Klepser, T. Krähenbühl, J. Krause, A. La Barbera, D. Lelas, E. Leonardo, E. Lindfors, S. Lombardi, M. López, E. Lorenz, P. Majumdar, M. Makariev, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, M. Meucci, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, H. Miyamoto, J. Moldón, A. Moralejo, D. Nieto, K. Nilsson, R. Orito, I. Oya, R. Paoletti, S. Pardo, J. M. Paredes, S. Partini, M. Pasanen, F. Pauss, M. A. Perez-Torres, M. Persic, L. Peruzzo, M. Pilia, J. Pochon, F. Prada, P. G. Prada Moroni, E. Prandini, I. Puljak, I. Reichardt, R. Reinthal, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, S. Rügemer, M. Rüger, A. Saggion, K. Saito, T. Y. Saito, M. Salvati, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, C. Schultz, T. Schweizer, M. Shayduk, S. N. Shore, A. Sillanpää, J. Sitarek, D. Sobczynska, F. Spanier, S. Spiro, A. Stamerra, B. Steinke, J. Storz, N. Strah, T. Surić, L. Takalo, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, D. Tescaro, M. Teshima, M. Thom, O. Tibolla, D. F. Torres, A. Treves, H. Vankov, P. Vogler, R. M. Wagner, Q. Weitzel, V. Zabalza, F. Zandanel, and R. Zanin. MAGIC Observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009. *A&A*, 530:A4+, June 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116497. 26
- [4] K. Asano and S. Inoue. Prompt GeV-TeV Emission of Gamma-Ray Bursts Due to High-Energy Protons, Muons, and Electron-Positron Pairs. *ApJ*, 671:645–655, December 2007. doi: 10.1086/522939. 37
- [5] K. Asano, S. Inoue, and P. Mészáros. Prompt High-Energy Emission from Proton-Dominated Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 699:953–957, July 2009. doi: 10.1088/0004-637X/699/2/953. 37
- [6] S. D. Barthelmy, J. K. Cannizzo, N. Gehrels, G. Cusumano, V. Mangano, P. T. O’Brien, S. Vaughan, B. Zhang, D. N. Burrows, S. Campana, G. Chincarini, M. R. Goad, C. Kouveliotou, P. Kumar, P. Mészáros, J. A. Nousek, J. P. Osborne, A. Panaitescu, J. N. Reeves, T. Sakamoto, G. Tagliaferri, and R. A. M. J. Wijers. Discovery of an Afterglow Extension of the Prompt Phase of Two Gamma-Ray Bursts Observed by Swift. *ApJL*, 635:L133–L136, December 2005. doi: 10.1086/499432. 145, 146, 180
- [7] M. C. Begelman, B. Rudak, and M. Sikora. Consequences of relativistic proton injection in active galactic nuclei. *ApJ*, 362:38–51, October 1990. doi: 10.1086/169241. 41
- [8] R. D. Blandford and C. F. McKee. Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids*, 19:1130–1138, August 1976. doi: 10.1063/1.861619. 157
- [9] J. S. Bloom, R. J. Foley, D. Kocevski, and D. Perley. GRB 060512: Keck redshift. *GRB Coordinates Network*, 5217:1–+, 2006. 175
- [10] G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of

# BIBLIOGRAPHY

- High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42:237–271, 1970. doi: 10.1103/RevModPhys.42.237. 182
- [11] S. Bonometto and M. J. Rees. On possible observable effects of electron pair-production in QSOs. *MNRAS*, 152:21–, 1971. 3
- [12] M. Böttcher. Modeling the emission processes in blazars. *ApJSS*, 309:95–104, June 2007. doi: 10.1007/s10509-007-9404-0. 7, 37, 86
- [13] M. Böttcher. Models for the Spectral Energy Distributions and Variability of Blazars. *ArXiv e-prints*, June 2010. 37
- [14] M. Böttcher and J. Chiang. X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects. *ApJ*, 581: 127–142, December 2002. doi: 10.1086/344155. 4
- [15] M. Böttcher and C. D. Dermer. High-energy Gamma Rays from Ultra-high-energy Cosmic-Ray Protons in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 499:L131, June 1998. doi: 10.1086/311366. 37
- [16] M. Böttcher, A. Reimer, and A. P. Marscher. Implications of the very High Energy Gamma-Ray Detection of the Quasar 3C279. *ApJ*, 703:1168–1175, September 2009. doi: 10.1088/0004-637X/703/1/1168. 7, 26, 27, 28, 89, 104, 105, 125
- [17] D. N. Burrows, J. E. Hill, J. A. Nousek, J. A. Kennea, A. Wells, J. P. Osborne, A. F. Abbey, A. Beardmore, K. Mukerjee, A. D. T. Short, G. Chincarini, S. Campana, O. Citterio, A. Moretti, C. Pagani, G. Tagliaferri, P. Giommi, M. Capalbi, F. Tamburelli, L. Angelini, G. Cusumano, H. W. Bräuninger, W. Burkert, and G. D. Hartner. The Swift X-Ray Telescope. *SSR*, 120:165–195, October 2005. doi: 10.1007/s11214-005-5097-2. 145
- [18] D. N. Burrows, P. Romano, A. Falcone, S. Kobayashi, B. Zhang, A. Moretti, P. T. O’Brien, M. R. Goad, S. Campana, K. L. Page, L. Angelini, S. Barthelmy, A. P. Beardmore, M. Capalbi, G. Chincarini, J. Cummings, G. Cusumano, D. Fox, P. Giommi, J. E. Hill, J. A. Kennea, H. Krimm, V. Mangano, F. Marshall, P. Mészáros, D. C. Morris, J. A. Nousek, J. P. Osborne, C. Pagani, M. Perri, G. Tagliaferri, A. A. Wells, S. Woosley, and N. Gehrels. Bright X-ray Flares in Gamma-Ray Burst Afterglows. *Science*, 309:1833–1835, September 2005. doi: 10.1126/science.1116168. 147
- [19] N. R. Butler and D. Kocevski. X-Ray Hardness Variations as an Internal/External Shock Diagnostic. *ApJ*, 668:400–408, October 2007. doi: 10.1086/521072. 179
- [20] S. Campana, L. A. Antonelli, G. Chincarini, S. Covino, G. Cusumano, D. Malesani, V. Mangano, A. Moretti, C. Pagani, P. Romano, G. Tagliaferri, M. Capalbi, M. Perri, P. Giommi, L. Angelini, P. Boyd, D. N. Burrows, J. E. Hill, C. Gronwall, J. A. Kennea, S. Kobayashi, P. Kumar, P. Mészáros, J. A. Nousek, P. W. A. Roming, B. Zhang, A. F. Abbey, A. P. Beardmore, A. Breeveld, M. R. Goad, O. Godet, K. O. Mason, J. P. Osborne, K. L. Page, T. Poole, and N. Gehrels. Swift Observations of GRB 050128: The Early X-Ray Afterglow. *ApJL*, 625:L23–L26, May 2005. doi: 10.1086/430883. 146
- [21] S. Campana, G. Tagliaferri, D. Lazzati, G. Chincarini, S. Covino, K. Page, P. Romano, A. Moretti, G. Cusumano, V. Mangano, T. Mineo, V. La Parola, P. Giommi, M. Perri, M. Capalbi, B. Zhang, S. Barthelmy, J. Cummings, T. Sakamoto, D. N. Burrows, J. A. Kennea, J. A. Nousek, J. P. Osborne, P. T. O’Brien, O. Godet, and N. Gehrels. The X-ray afterglow of the short gamma ray burst 050724. *A&A*, 454: 113–117, July 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20064856. 147
- [22] A. Celotti and G. Ghisellini. The power of blazar jets. *MNRAS*, 385:283–300, March 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12758.x. 104, 116, 128
- [23] R. Chatterjee, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, H. Oh, I. M. McHardy, M. F. Aller, H. D. Aller, T. J. Balonek, H. R. Miller, W. T. Ryle, G. Tosti, O. Kurtanidze, M. Nikolashvili, V. M. Larionov, and V. A. Hagen-Thorn. Correlated Multi-Wave Band Variability in the Blazar 3C 279 from 1996 to 2007. *ApJ*, 689:79–94, December 2008. doi: 10.1086/592598. 105
- [24] P. S. Coppi. Time-dependent models of magnetized pair plasmas. *MNRAS*, 258:657–683, October 1992. 4
- [25] P. S. Coppi and R. D. Blandford. Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. *MNRAS*, 245:453–507, August 1990. 9, 53
- [26] J. Cummings, S. Barthelmy, L. Barbier, E. Fenimore, N. Gehrels, D. Hullinger, H. Krimm, M. Koss, C. Markwardt, D. Palmer, A. Parsons, T. Sakamoto, G. Sato, M. Stamatikos, and J. Tueller. GRB 060512: Swift-BAT refined analysis. *GRB Coordinates Network*, 5124: 1, 2006. 175
- [27] Z. G. Dai and T. Lu.  $\gamma$ -Ray Bursts and Afterglows from Rotating Strange Stars and Neutron Stars. *Physical Review Letters*, 81:4301–4304, November 1998. doi: 10.1103/PhysRevLett.81.4301. 148
- [28] M. De Pasquale, D. Grupe, T. S. Poole, A. A. Breeveld, S. Zane, S. R. Rosen, M. J. Page, K. O. Mason, D. N. Burrows, H. A. Krimm, N. Gehrels, J. A. Nousek, P. W. A. Roming, S. Kobayashi, and B. Zhang. Swift observations of GRB 050712. *MNRAS*, 370:1859–1866, August 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10609.x. 146
- [29] C. D. Dermer. Rapid X-Ray Declines and Plateaus in Swift GRB Light Curves Explained by a Highly Radiative Blast Wave. *ApJ*, 664:384–396, July 2007. doi: 10.1086/518996. 181
- [30] C. D. Dermer and R. Schlickeiser. Model for the High-Energy Emission from Blazars. *ApJ*, 416:458, October 1993. doi: 10.1086/173251. 104
- [31] C. D. Dermer, R. Schlickeiser, and A. Mastichiadis. High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources. *A&A*, 256:L27–L30, March 1992. 104
- [32] S. Dimitrakoudis, A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and A. Reimer. The time-dependent one-zone hadronic model. First principles. *A&A*, 546:A120, October 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201219770. 41, 83, 95, 96, 136

# BIBLIOGRAPHY

- [33] D. Eichler and J. Granot. The Case for Anisotropic Afterglow Efficiency within Gamma-Ray Burst Jets. *ApJL*, 641:L5–L8, April 2006. doi: 10.1086/503667. 149, 180
- [34] P. A. Evans, A. P. Beardmore, K. L. Page, L. G. Tyler, J. P. Osborne, M. R. Goad, P. T. O’Brien, L. Vetere, J. Racusin, D. Morris, D. N. Burrows, M. Capalbi, M. Perri, N. Gehrels, and P. Romano. An online repository of Swift/XRT light curves of  $\gamma$ -ray bursts. *A&A*, 469:379–385, July 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077530. 177, 178
- [35] P. A. Evans, A. P. Beardmore, K. L. Page, J. P. Osborne, P. T. O’Brien, R. Willingale, R. L. C. Starling, D. N. Burrows, O. Godet, L. Vetere, J. Racusin, M. R. Goad, K. Wiersema, L. Angelini, M. Capalbi, G. Chincarini, N. Gehrels, J. A. Kennea, R. Margutti, D. C. Morris, C. J. Mountford, C. Pagani, M. Perri, P. Romano, and N. Tanvir. Methods and results of an automatic analysis of a complete sample of Swift-XRT observations of GRBs. *MNRAS*, 397:1177–1201, August 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.14913.x. 167, 171, 172, 177, 178
- [36] P. A. Evans, R. Willingale, J. P. Osborne, P. T. O’Brien, K. L. Page, C. B. Markwardt, S. D. Barthelmy, A. P. Beardmore, D. N. Burrows, C. Pagani, R. L. C. Starling, N. Gehrels, and P. Romano. The Swift Burst Analyser. I. BAT and XRT spectral and flux evolution of gamma ray bursts. *A&A*, 519:A102+, September 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014819. 167, 171
- [37] A. D. Falcone, D. N. Burrows, D. Lazzati, S. Campana, S. Kobayashi, B. Zhang, P. Mészáros, K. L. Page, J. A. Kennea, P. Romano, C. Pagani, L. Angelini, A. P. Beardmore, M. Capalbi, G. Chincarini, G. Cusumano, P. Giommi, M. R. Goad, O. Godet, D. Grupe, J. E. Hill, V. La Parola, V. Mangano, A. Moretti, J. A. Nousek, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, M. Perri, G. Tagliaferri, A. A. Wells, and N. Gehrels. The Giant X-Ray Flare of GRB 050502B: Evidence for Late-Time Internal Engine Activity. *ApJ*, 641:1010–1017, April 2006. doi: 10.1086/500655. 147
- [38] Y. Fan and T. Piran. Gamma-ray burst efficiency and possible physical processes shaping the early afterglow. *MNRAS*, 369:197–206, June 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10280.x. 149, 169
- [39] Y. Z. Fan and D. M. Wei. Late internal-shock model for bright X-ray flares in gamma-ray burst afterglows and GRB 011121. *MNRAS*, 364:L42–L46, November 2005. doi: 10.1111/j.1745-3933.2005.00102.x. 147
- [40] Y.-Z. Fan, T. Piran, R. Narayan, and D.-M. Wei. High-energy afterglow emission from gamma-ray bursts. *MNRAS*, 384:1483–1501, March 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12765.x. 150, 177
- [41] N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K. O. Mason, J. A. Nousek, A. A. Wells, N. E. White, S. D. Barthelmy, D. N. Burrows, L. R. Cominsky, K. C. Hurley, F. E. Marshall, P. Mészáros, P. W. A. Roming, L. Angelini, L. M. Barbier, T. Belloni, S. Campana, P. A. Caraveo, M. M. Chester, O. Citterio, T. L. Cline, M. S. Cropper, J. R. Cummings, A. J. Dean, E. D. Feigelson, E. E. Fenimore, D. A. Frail, A. S. Fruchter, G. P. Garmire, K. Gendreau, G. Ghisellini, J. Greiner, J. E. Hill, S. D. Hunsberger, H. A. Krimm, S. R. Kulkarni, P. Kumar, F. Lebrun, N. M. Lloyd-Ronning, C. B. Markwardt, B. J. Mattson, R. F. Mushotzky, J. P. Norris, J. Osborne, B. Paczynski, D. M. Palmer, H.-S. Park, A. M. Parsons, J. Paul, M. J. Rees, C. S. Reynolds, J. E. Rhoads, T. P. Sasseen, B. E. Schaefter, A. T. Short, A. P. Smale, I. A. Smith, L. Stella, G. Tagliaferri, T. Takahashi, M. Tashiro, L. K. Townsley, J. Tueller, M. J. L. Turner, M. Vietri, W. Voges, M. J. Ward, R. Willingale, F. M. Zerbi, and W. W. Zhang. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *ApJ*, 611:1005–1020, August 2004. doi: 10.1086/422091. 145
- [42] G. Ghisellini. The shallow phase of X-ray afterglows. In M. Galassi, D. Palmer, & E. Fenimore, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1000 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 448–451, May 2008. doi: 10.1063/1.2943505. 180
- [43] G. Ghisellini, G. Ghirlanda, L. Nava, and C. Firmani. “Late Prompt” Emission in Gamma-Ray Bursts? *ApJL*, 658:L75–L78, April 2007. doi: 10.1086/515570. 180
- [44] D. Giannios and A. Spitkovsky. Signatures of a Maxwellian component in shock-accelerated electrons in GRBs. *MNRAS*, 400:330–336, November 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15454.x. 180
- [45] R. J. Gould. Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources. *A&A*, 76:306–311, July 1979. 153, 158, 183, 184
- [46] J. Granot, A. Königl, and T. Piran. Implications of the early X-ray afterglow light curves of Swift gamma-ray bursts. *MNRAS*, 370:1946–1960, August 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10621.x. 149, 180
- [47] D. Grupe, C. Gronwall, X.-Y. Wang, P. W. A. Roming, J. Cummings, B. Zhang, P. Mészáros, M. D. Trigo, P. T. O’Brien, K. L. Page, A. Beardmore, O. Godet, D. E. vanden Berk, P. J. Brown, S. Koch, D. Morris, M. Stroh, D. N. Burrows, J. A. Nousek, M. McMath Chester, S. Immler, V. Mangano, P. Romano, G. Chincarini, J. Osborne, T. Sakamoto, and N. Gehrels. Swift and XMM-Newton Observations of the Extraordinary Gamma-Ray Burst 060729: More than 125 Days of X-Ray Afterglow. *ApJ*, 662:443–458, June 2007. doi: 10.1086/517868. 146
- [48] P. W. Guilbert, A. C. Fabian, and M. J. Rees. Spectral and variability constraints on compact sources. *MNRAS*, 205:593–603, November 1983. 3
- [49] D. E. Harris and H. Krawczynski. X-Ray Emission Processes in Radio Jets. *ApJ*, 565:244–255, January 2002. doi: 10.1086/324544. 113
- [50] R. C. Hartman, J. R. Webb, A. P. Marscher, J. P. Travis, C. D. Dermer, H. D. Aller, M. F. Aller, T. J. Balonek, K. Bennett, S. D. Bloom, R. Fujimoto, W. Hermsen, P. Hughes, P. Jenkins, T. Kii, J. D. Kurfess, F. Makino, J. R. Mattox, C. von Montigny, T. Ohashi, I. Robson, J. Ryan, A. Sadun, V. Schoenfelder, A. G. Smith, H. Teraesranta, M. Tornikoski, and M. J. L. Turner. Simultaneous Multiwavelength Spectrum and Variability of 3C 279 from 10<sup>9</sup> to 10<sup>24</sup> Hz. *ApJ*, 461:698, April 1996. doi: 10.1086/177095. 123



# BIBLIOGRAPHY

- [51] M. Hayashida, G. M. Madejski, K. Nalewajko, M. Sikora, A. E. Wehrle, P. Ogle, W. Collmar, S. Larsson, Y. Fukazawa, R. Itoh, J. Chiang, L. Stawarz, R. D. Blandford, J. L. Richards, W. Max-Moerbeck, A. Readhead, R. Buehler, E. Cavazzuti, S. Ciprini, N. Gehrels, A. Reimer, A. Szostek, T. Tanaka, G. Tosti, Y. Uchiyama, K. S. Kawabata, M. Kino, K. Sakimoto, M. Sasada, S. Sato, M. Uemura, M. Yamanaka, J. Greiner, T. Kruehler, A. Rossi, J. P. Macquart, D. C.-J. Bock, M. Villata, C. M. Raiteri, I. Agudo, H. D. Aller, M. F. Aller, A. A. Arkharov, U. Bach, E. Benitez, A. Berdyugin, D. A. Blinov, K. Blumenthal, M. Böttcher, C. S. Buemi, D. Carosati, W. P. Chen, A. Di Paola, M. Dolci, N. V. Efimova, E. Forne, J. L. Gomez, M. A. Gurwell, J. Heidt, D. Hiriart, B. Jordan, S. G. Jorstad, M. Joshi, G. Kimeridze, T. S. Konstantinova, E. N. Kopatskaya, E. Koptelova, O. M. Kurtanidze, A. L. Ahteenmaki, A. Lamerato, V. M. Larionov, E. G. Larionova, L. V. Larionova, P. Leto, E. Lindfors, A. P. Marscher, I. M. McHardy, S. N. Molina, D. A. Morozova, M. G. Nikolashvili, K. Nilsson, R. Reintal, P. Roustazadeh, T. Sakamoto, L. A. Sigua, A. Sillanpää, L. Takalo, J. Tammi, B. Taylor, M. Tornikoski, C. Tringali, I. S. Troitsky, and G. Umana. The structure and emission model of the relativistic jet in the quasar 3C 279 inferred from radio to high-energy gamma-ray observations in 2008-2010. *ArXiv e-prints*, June 2012. 134
- [52] K. Herterich. Absorption of gamma rays in intense X-ray sources. *Nature*, 250:311–313, July 1974. doi: 10.1038/250311a0. 3
- [53] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *ARA*, 22:425–444, 1984. doi: 10.1146/annurev.aa.22.090184.002233. 110
- [54] F. Hoyle. Radio-source problems. *MNRAS*, 120:338, 1960. 34
- [55] K. Ioka, S. Kobayashi, and B. Zhang. Variabilities of Gamma-Ray Burst Afterglows: Long-acting Engine, Anisotropic Jet, or Many Fluctuating Regions? *ApJ*, 631:429–434, September 2005. doi: 10.1086/432567. 147
- [56] K. Ioka, K. Toma, R. Yamazaki, and T. Nakamura. Efficiency crisis of swift gamma-ray bursts with shallow X-ray afterglows: prior activity or time-dependent microphysics? *A&A*, 458:7–12, October 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20064939. 149
- [57] P. Jakobsson, A. Levan, J. P. U. Fynbo, R. Priddey, J. Hjorth, N. Tanvir, D. Watson, B. L. Jensen, J. Sollerman, P. Natarajan, J. Gorosabel, J. M. Castro Cerón, K. Pedersen, T. Pursimo, A. S. Árnadóttir, A. J. Castro-Tirado, C. J. Davis, H. J. Deeg, D. A. Fiuza, S. Mikolaitis, and S. G. Sousa. A mean redshift of 2.8 for Swift gamma-ray bursts. *A&A*, 447:897–903, March 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20054287. 175
- [58] J. V. Jelley. Absorption of High-energy Gamma-rays within Quasars and other Radio Sources. *Nature*, 211:472–475, July 1966. doi: 10.1038/211472a0. 3
- [59] J. Kataoka, T. Takahashi, F. Makino, S. Inoue, G. M. Madejski, M. Tashiro, C. M. Urry, and H. Kubo. Variability Pattern and the Spectral Evolution of the BL Lacertae Object PKS 2155-304. *ApJ*, 528:243–253, January 2000. doi: 10.1086/308154. 4
- [60] K. Katarzynski, G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, G. Fossati, and A. Mastichiadis. Correlation between the TeV and X-ray emission in high-energy peaked BL Lac objects. *A&A*, 433:479–496, April 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20041556. 4
- [61] D. Kazanas. Photon-photon absorption and the uniqueness of the spectra of active galactic nuclei. *ApJ*, 287:112–115, December 1984. doi: 10.1086/162668. 3
- [62] D. Kazanas and D. C. Ellison. The central engine of quasars and active galactic nuclei Hadronic interactions of shock-accelerated relativistic protons. *ApJ*, 304:178–187, May 1986. doi: 10.1086/164152. 37
- [63] D. Kazanas, M. Georganopoulos, and A. Mastichiadis. The “Supercritical Pile” Model for Gamma-Ray Bursts: Getting the  $\nu F_\nu$  Peak at 1 MeV. *ApJ*, 578:L15–L18, October 2002. doi: 10.1086/344518. 37
- [64] J. G. Kirk and A. Mastichiadis. X-ray flares from runaway pair production in active galactic nuclei. *Nature*, 360:135–137, November 1992. doi: 10.1038/360135a0. 4, 39, 96, 136
- [65] A. Konopelko, A. Mastichiadis, J. Kirk, O. C. de Jager, and F. W. Stecker. Modeling the TeV Gamma-Ray Spectra of Two Low-Redshift Active Galactic Nuclei: Markarian 501 and Markarian 421. *ApJ*, 597:851–859, November 2003. doi: 10.1086/374593. 4, 27
- [66] E.-W. Liang, B.-B. Zhang, and B. Zhang. A Comprehensive Analysis of Swift XRT Data. II. Diverse Physical Origins of the Shallow Decay Segment. *ApJ*, 670:565–583, November 2007. doi: 10.1086/521870. 179, 180
- [67] A. I. MacFadyen, S. E. Woosley, and A. Heger. Supernovae, Jets, and Collapsars. *ApJ*, 550:410–425, March 2001. doi: 10.1086/319698. 148
- [68] MAGIC Collaboration, J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Backes, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, J. K. Becker, W. Bednarek, K. Berger, E. Bernardini, C. Bigongiari, A. Biland, R. K. Bock, G. Bonnoli, P. Bordas, V. Bosch-Ramon, T. Bretz, I. Britvitch, M. Camara, E. Carmona, A. Chilingarian, S. Comichau, J. L. Contreras, J. Cortina, M. T. Costado, S. Covino, V. Curtef, F. Dazzi, A. De Angelis, E. D. Cea del Pozo, R. de los Reyes, B. De Lotto, M. De Maria, F. De Sabata, C. D. Mendez, A. Dominguez, D. Dorner, M. Doro, M. Errando, M. Fagiolini, D. Ferenc, E. Fernández, R. Firpo, M. V. Fonseca, L. Font, N. Galante, R. J. García López, M. Garczarczyk, M. Gaig, F. Goebel, M. Hayashida, A. Herero, D. Höhne, J. Hose, C. C. Hsu, S. Huber, T. Jogler, T. M. Kneiske, D. Kranich, A. La Barbera, A. Laille, E. Leonardo, E. Lindfors, S. Lombardi, F. Longo, M. López, E. Lorenz, P. Majumdar, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, M. Meucci, M. Meyer, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, S. Mizobuchi, M. Moles, A. Moralejo, D. Nieto, K. Nilsson, J. Ninkovic, N. Otte, I. Oya, M. Panniello, R. Paoletti, J. M. Paredes, M. Pasanen, D. Pascoli, F. Pauss,

# BIBLIOGRAPHY

- R. G. Pegna, M. A. Perez-Torres, M. Persic, L. Peruzzo, A. Piccioli, F. Prada, E. Prandini, N. Puchades, A. Raymers, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, M. Rissi, A. Robert, S. Rügamer, A. Saggion, T. Y. Saito, M. Salvati, M. Sanchez-Conde, P. Sartori, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, R. Schmitt, T. Schweizer, M. Shayduk, K. Shinozaki, S. N. Shore, N. Sidro, A. Sierpowska-Bartosik, A. Sillanpää, D. Sobczynska, F. Spanier, A. Stamerra, L. S. Stark, L. Takalo, F. Tavecchio, P. Temnikov, D. Tescaro, M. Teshima, M. Tluczykont, D. F. Torres, N. Turini, H. Vankov, A. Venturini, V. Vitale, R. M. Wagner, W. Wittek, V. Zabalza, F. Zandanel, R. Zanin, and J. Zapatero. Very-High-Energy gamma rays from a Distant Quasar: How Transparent Is the Universe? *Science*, 320:1752–, June 2008. doi: 10.1126/science.1157087. 27, 89, 105, 123
- [69] K. Mannheim. The proton blazar. *A&A*, 269:67–76, March 1993. 37
- [70] K. Mannheim and P. L. Biermann. Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet? *A&A*, 253:L21–L24, January 1992. 104
- [71] L. Maraschi, G. Ghisellini, and A. Celotti. A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279. *ApJ*, 397: L5–L9, September 1992. doi: 10.1086/186531. 104
- [72] A. Mastichiadis and D. Kazanas. The Supercritical Pile Model for Gamma-Ray Bursts: Spectro-Temporal Properties. *ApJ*, 645:416–430, July 2006. doi: 10.1086/500574. 37
- [73] A. Mastichiadis and D. Kazanas. The Supercritical Pile Gamma-Ray Burst Model: The Prompt to Afterglow Evolution. *ApJL*, 694:L54–L58, March 2009. doi: 10.1088/0004-637X/694/1/L54. 180, 181
- [74] A. Mastichiadis and D. Kazanas. The Supercritical Pile Gamma-Ray Burst Model: The Prompt to Afterglow Evolution. *ApJ*, 694:L54–L58, March 2009. doi: 10.1088/0004-637X/694/1/L54. 37
- [75] A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. *A&A*, 295:613–+, March 1995. 151
- [76] A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. *A&A*, 295:613–+, March 1995. 4, 39, 48, 117
- [77] A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Variability in the synchrotron self-Compton model of blazar emission. *A&A*, 320:19–25, April 1997. 4, 17, 27
- [78] A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and J. G. Kirk. Spectral and temporal signatures of ultrarelativistic protons in compact sources. I. Effects of Bethe-Heitler pair production. *A&A*, 433:765–776, April 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20042161. 39, 48, 117
- [79] P. Meszaros and M. J. Rees. Optical and Long-Wavelength Afterglow from Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 476:232, February 1997. doi: 10.1086/303625. 147
- [80] R. Moderski, M. Sikora, P. S. Coppi, and F. Aharonian. Klein-Nishina effects in the spectra of non-thermal sources immersed in external radiation fields. *MNRAS*, 363:954–966, November 2005. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09494.x. 82
- [81] A. Mücke and R. J. Protheroe. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. *Astroparticle Physics*, 15:121–136, March 2001. doi: 10.1016/S0927-6505(00)00141-9. 37, 104
- [82] A. Mücke, R. Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe, and T. Stanev. Monte Carlo simulations of photo-hadronic processes in astrophysics. *Computer Physics Communications*, 124:290–314, February 2000. doi: 10.1016/S0010-4655(99)00446-4. 42, 83
- [83] R. Mukherjee, M. Böttcher, R. C. Hartman, P. Sreekumar, D. J. Thompson, W. A. Mahoney, T. Pursimo, A. Sillanpää, and L. O. Takalo. Broadband Spectral Analysis of PKS 0528+134: A Report on Six Years of EGRET Observations. *ApJ*, 527:132–142, December 1999. doi: 10.1086/308057. 89
- [84] K. Murase, C. D. Dermer, H. Takami, and G. Migliori. Blazars as Ultra-high-energy Cosmic-ray Sources: Implications for TeV Gamma-Ray Observations. *ApJ*, 749: 63, April 2012. doi: 10.1088/0004-637X/749/1/63. 104
- [85] J. A. Nousek, C. Kouveliotou, D. Grupe, K. L. Page, J. Granot, E. Ramirez-Ruiz, S. K. Patel, D. N. Burrows, V. Mangano, S. Barthelmy, A. P. Beardmore, S. Campana, M. Capalbi, G. Chincarini, G. Cusumano, A. D. Falcone, N. Gehrels, P. Giommi, M. R. Goad, O. Godet, C. P. Hurkett, J. A. Kennea, A. Moretti, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, P. Romano, G. Tagliaferri, and A. A. Wells. Evidence for a Canonical Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curve in the Swift XRT Data. *ApJ*, 642:389–400, May 2006. doi: 10.1086/500724. 145, 147, 148, 149, 171
- [86] P. T. O’Brien, R. Willingale, J. Osborne, M. R. Goad, K. L. Page, S. Vaughan, E. Rol, A. Beardmore, O. Godet, C. P. Hurkett, A. Wells, B. Zhang, S. Kobayashi, D. N. Burrows, J. A. Nousek, J. A. Kennea, A. Falcone, D. Grupe, N. Gehrels, S. Barthelmy, J. Cannizzo, J. Cummings, J. E. Hill, H. Krimm, G. Chincarini, G. Tagliaferri, S. Campana, A. Moretti, P. Giommi, M. Perri, V. Mangano, and V. LaParola. The Early X-Ray Emission from GRBs. *ApJ*, 647:1213–1237, August 2006. doi: 10.1086/505457. 145
- [87] A. G. Pacholczyk. *Radio Astrophysics*. September 1970. 113
- [88] A. Panaitescu, P. Meszaros, and M. J. Rees. Multiwavelength Afterglows in Gamma-Ray Bursts: Refreshed Shock and Jet Effects. *ApJ*, 503:314, August 1998. doi: 10.1086/305995. 147
- [89] A. Panaitescu, P. Mészáros, D. Burrows, J. Nousek, N. Gehrels, P. O’Brien, and R. Willingale. Evidence for chromatic X-ray light-curve breaks in Swift gamma-ray burst afterglows and their theoretical implications. *MNRAS*, 369:2059–2064, July 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10453.x. 149, 169

## BIBLIOGRAPHY

---

- [90] J. M. Paredes, V. Bosch-Ramon, and G. E. Romero. A comprehensive view of LS 5039: an observational and theoretical approach. In T. Bulik, B. Rudak, & G. Madejski, editor, *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, volume 801 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 224–226, November 2005. doi: 10.1063/1.2141870. 37
- [91] A. Pe’er and E. Waxman. Prompt Gamma-Ray Burst Spectra: Detailed Calculations and the Effect of Pair Production. *ApJ*, 613:448–459, September 2004. doi: 10.1086/422989. 151
- [92] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. On the multi-wavelength emission from gamma ray burst afterglows. *A&A*, 507:599–610, November 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912970. 150
- [93] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. On the multi-wavelength emission from gamma ray burst afterglows. *A&A*, 507:599–610, November 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912970. 17
- [94] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Implications of automatic photon quenching on compact gamma-ray sources. *A&A*, 532:A11+, August 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116763. 39, 43, 110, 111, 136
- [95] M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Temporal signatures of lepto-hadronic feedback mechanisms in compact sources. *MNRAS*, 421:2325–2341, April 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20460.x. 104, 107, 110, 136
- [96] M. Petropoulou, A. Mastichiadis, and T. Piran. Effects of the upper cutoff of the electron distribution on the light curves of GRB afterglows. In *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 2010. 180
- [97] T. Piran. Gamma-ray bursts and the fireball model. *PhRev*, 314:575–667, June 1999. doi: 10.1016/S0370-1573(98)00127-6. 181
- [98] T. Piran. The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76:1143–1210, October 2004. doi: 10.1103/RevModPhys.76.1143. 181
- [99] L. Piro, M. De Pasquale, P. Soffitta, D. Lazzati, L. Amati, E. Costa, M. Feroci, F. Frontera, C. Guidorzi, J. M. J. in’t Zand, E. Montanari, and L. Nicastro. Probing the Environment in Gamma-Ray Bursts: The Case of an X-Ray Precursor, Afterglow Late Onset, and Wind Versus Constant Density Profile in GRB 011121 and GRB 011211. *ApJ*. 147
- [100] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. 1992. 62, 163
- [101] J. R. Primack, J. S. Bullock, and R. S. Somerville. Observational Gamma-ray Cosmology. In F. A. Aharonian, H. J. Völk, and D. Horns, editors, *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volume 745 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 23–33, February 2005. doi: 10.1063/1.1878394. 121
- [102] R. J. Protheroe and A. Mücke. Estimating jet power in proton blazar models. In R. A. Laing and K. M. Blundell, editors, *Particles and Fields in Radio Galaxies Conference*, volume 250 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 113, 2001. 104, 116
- [103] M. J. Rees and P. Meszaros. Refreshed Shocks and Afterglow Longevity in Gamma-Ray Bursts. *ApJL*, 496: L1, March 1998. doi: 10.1086/311244. 148
- [104] J. E. Rhoads. The Dynamics and Light Curves of Beamed Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 525:737–749, November 1999. doi: 10.1086/307907. 147
- [105] P. Romano, A. Moretti, P. L. Banat, D. N. Burrows, S. Campana, G. Chincarini, S. Covino, D. Malesani, G. Tagliaferri, S. Kobayashi, B. Zhang, A. D. Falcone, L. Angelini, S. Barthelmy, A. P. Beardmore, M. Capalbi, G. Cusumano, P. Giommi, M. R. Goad, O. Godet, D. Grupe, J. E. Hill, J. A. Kennea, V. La Parola, V. Mangano, P. Mészáros, D. C. Morris, J. A. Nousek, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, A. Parsons, M. Perri, C. Pagani, K. L. Page, A. A. Wells, and N. Gehrels. X-ray flare in XRF 050406: evidence for prolonged engine activity. *A&A*, 450:59–68, April 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20054172. 147
- [106] G. E. Romero, D. F. Torres, M. M. Kaufman Bernadó, and I. F. Mirabel. Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars. *A&A*, 410:L1–L4, October 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20031314-1. 37
- [107] G. E. Romero, H. R. Christiansen, and M. Orellana. Hadronic High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303. *ApJ*, 632:1093–1098, October 2005. doi: 10.1086/444446. 37
- [108] P. W. A. Roming, T. E. Kennedy, K. O. Mason, J. A. Nousek, L. Ahr, R. E. Bingham, P. S. Broos, M. J. Carter, B. K. Hancock, H. E. Huckle, S. D. Hunsberger, H. Kawakami, R. Killough, T. S. Koch, M. K. McLelland, K. Smith, P. J. Smith, J. C. Soto, P. T. Boyd, A. A. Breeveld, S. T. Holland, M. Ivanushkina, M. S. Pryzby, M. D. Still, and J. Stock. The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope. *SSR*, 120:95–142, October 2005. doi: 10.1007/s11214-005-5095-4. 145
- [109] E. Rossi, D. Lazzati, and M. J. Rees. Afterglow light curves, viewing angle and the jet structure of  $\gamma$ -ray bursts. *MNRAS*, 332:945–950, June 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05363.x. 147
- [110] G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. June 1986. 108
- [111] R. Sari and A. A. Esin. On the Synchrotron Self-Compton Emission from Relativistic Shocks and Its Implications for Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 548: 787–799, February 2001. doi: 10.1086/319003. 152
- [112] R. Sari, T. Piran, and R. Narayan. Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJL*, 497: L17+, April 1998. doi: 10.1086/311269. 147, 152, 153, 159

# BIBLIOGRAPHY

- [113] P. Schady, K. O. Mason, M. J. Page, M. de Pasquale, D. C. Morris, P. Romano, P. W. A. Røming, S. Immler, and D. E. vanden Berk. Dust and gas in the local environments of gamma-ray bursts. *MNRAS*, 377:273–284, May 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11592.x. 168, 181
- [114] L. Shao, Z. G. Dai, and N. Mirabal. Echo Emission from Dust Scattering and X-Ray Afterglows of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 675:507–518, March 2008. doi: 10.1086/527047. 180
- [115] M. Sikora, J. G. Kirk, M. C. Begelman, and P. Schneider. Electron injection by relativistic protons in active galactic nuclei. *ApJ*, 320:L81–L85, September 1987. doi: 10.1086/184980. 37, 41
- [116] L. Sironi and A. Spitkovsky. Synthetic Spectra from Particle-In-Cell Simulations of Relativistic Collisionless Shocks. *ApJL*, 707:L92–L96, December 2009. doi: 10.1088/0004-637X/707/1/L92. 180
- [117] A. Spitkovsky. Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks: Fermi Process at Last? *ApJL*, 682:L5–L8, July 2008. doi: 10.1086/590248. 180
- [118] L. Stawarz and J. G. Kirk. Automatic Quenching of High-Energy  $\gamma$ -Ray Sources by Synchrotron Photons. *ApJL*, 661:L17–L20, May 2007. doi: 10.1086/518417. 4, 39, 43, 110, 136
- [119] B. Stern and R. Svensson. Limit Cycles in Electromagnetic Cascades in Compact Objects. In A. A. Zdziarski & M. Sikora, editor, *Relativistic Hadrons in Cosmic Compact Objects*, volume 391 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 41–+, 1991. doi: 10.1007/3-540-54789-4\_51. 39, 69, 70, 71, 94
- [120] B. E. Stern, M. Sikora, and R. Svensson. Pair cascades triggered by relativistic protons in AGNs. In S. S. Holt, S. G. Neff, & C. M. Urry, editor, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 254 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 313–316, May 1992. doi: 10.1063/1.42202. 39
- [121] B. E. Stern, M. C. Begelman, M. Sikora, and R. Svensson. A large-particle Monte Carlo code for simulating non-linear high-energy processes near compact objects. *MNRAS*, 272:291–307, January 1995. 4, 39
- [122] R. Svensson. Non-thermal pair production in compact X-ray sources - First-order Compton cascades in soft radiation fields. *MNRAS*, 227:403–451, July 1987. 3, 70
- [123] G. Tagliaferri, M. Goad, G. Chincarini, A. Moretti, S. Campana, D. N. Burrows, M. Perri, S. D. Barthelmy, N. Gehrels, H. Krimm, T. Sakamoto, P. Kumar, P. I. Mészáros, S. Kobayashi, B. Zhang, L. Angelini, P. Banat, A. P. Beardmore, M. Capalbi, S. Covino, G. Cusumano, P. Giommi, O. Godet, J. E. Hill, J. A. Kennea, V. Mangano, D. C. Morris, J. A. Nousek, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, C. Pagani, K. L. Page, P. Romano, L. Stella, and A. Wells. An unexpectedly rapid decline in the X-ray afterglow emission of long  $\gamma$ -ray bursts. *Nature*, 436:985–988, August 2005. doi: 10.1038/nature03934. 146, 181
- [124] F. Tavecchio, G. Ghisellini, G. Bonnoli, and L. Foschini. Extreme TeV blazars and the intergalactic magnetic field. *MNRAS*, 414:3566–3576, July 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18657.x. 104
- [125] H. Theisel, T. Weinkauff, H.-C. Hege, and H.-P. Seidel. Saddle connectors - an approach to visualizing the topological skeleton of complex 3d vector fields. In G. Turk, J. J. van Wijk, and R. Moorhead, editors, *Proc. IEEE Visualization 2003*, pages 225–232, Seattle, U.S.A., October 2003. URL <http://tinoweinkauff.net/>. 57, 98
- [126] S. Vaughan, M. R. Goad, A. P. Beardmore, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, K. L. Page, S. D. Barthelmy, D. N. Burrows, S. Campana, J. K. Cannizzo, M. Capalbi, G. Chincarini, J. R. Cummings, G. Cusumano, P. Giommi, O. Godet, J. E. Hill, S. Kobayashi, P. Kumar, V. La Parola, A. Levan, V. Mangano, P. Mészáros, A. Moretti, D. C. Morris, J. A. Nousek, C. Pagani, D. M. Palmer, J. L. Racusin, P. Romano, G. Tagliaferri, B. Zhang, and N. Gehrels. Swift Observations of the X-Ray-Bright GRB 050315. *ApJ*, 638:920–929, February 2006. doi: 10.1086/499069. 180
- [127] R. Willingale, P. T. O’Brien, J. P. Osborne, O. Godet, K. L. Page, M. R. Goad, D. N. Burrows, B. Zhang, E. Rol, N. Gehrels, and G. Chincarini. Testing the Standard Fireball Model of Gamma-Ray Bursts Using Late X-Ray Afterglows Measured by Swift. *ApJ*, 662: 1093–1110, June 2007. doi: 10.1086/517989. 147
- [128] A. A. Zdziarski and A. P. Lightman. Nonthermal electron-positron pair production and the ‘universal’ X-ray spectrum of active galactic nuclei. *ApJL*, 294: L79–L83, July 1985. doi: 10.1086/184513. 3, 9
- [129] B. Zhang. Gamma-ray burst afterglows. *Advances in Space Research*, 40:1186–1198, 2007. doi: 10.1016/j.asr. 2007.01.016. 147
- [130] B. Zhang and P. Mészáros. Gamma-Ray Burst Afterglow with Continuous Energy Injection: Signature of a Highly Magnetized Millisecond Pulsar. *ApJL*, 552: L35–L38, May 2001. doi: 10.1086/320255. 148
- [131] B. Zhang and P. Mészáros. Gamma-Ray Burst Beaming: A Universal Configuration with a Standard Energy Reservoir? *ApJ*, 571:876–879, June 2002. doi: 10.1086/339981. 147
- [132] B. Zhang, Y. Z. Fan, J. Dyks, S. Kobayashi, P. Mészáros, D. N. Burrows, J. A. Nousek, and N. Gehrels. Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations. *ApJ*, 642:354–370, May 2006. doi: 10.1086/500723. 180
- [133] B. Zhang, Y. Z. Fan, J. Dyks, S. Kobayashi, P. Mészáros, D. N. Burrows, J. A. Nousek, and N. Gehrels. Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations. *ApJ*, 642:354–370, May 2006. doi: 10.1086/500723. 145, 146, 149
- [134] B.-B. Zhang, E.-W. Liang, and B. Zhang. A Comprehensive Analysis of Swift XRT Data. I. Apparent Spectral Evolution of Gamma-Ray Burst X-Ray Tails. *ApJ*, 666:1002–1011, September 2007. doi: 10.1086/519548. 180